Nancy Cartwright

山西大学
科学技术哲学译丛

How the laws of physics lie

物理定律是如何撒谎的

【英】南希·卡特赖特 著
贺天平 译


上海科技教育出版社



山西大学
科学技术哲学 译丛

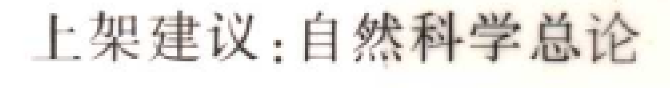
隐喻
语言与因特网
科学哲学指南
科学之话语
认知科学哲学导论
最佳说明的推理
物理定律是如何撒谎的
命名和指称
改变秩序

物理定律是如何撒谎的

本书用一种新的眼光看待物理学实际运作的方式，通过对一系列来自于科学家实践的说明性工作资料的分析，说明物理定律事实上并没有描述自然界的规律，并通过对基本解释力的质疑和对基本说明性定律的反驳，提出了一种说明的影像说法，阐明了“基本定律仅仅对于模型中的客体是正确的”观点。

南希·卡特赖特(1943—)，伦敦经济政治科学学院、加利福尼亚大学圣迭戈分校哲学教授，英国学士院院士，麦克阿瑟基金获得者。著有《斑杂的世界》、《自然的能力及其测量》等。

上架建议：自然科学总论





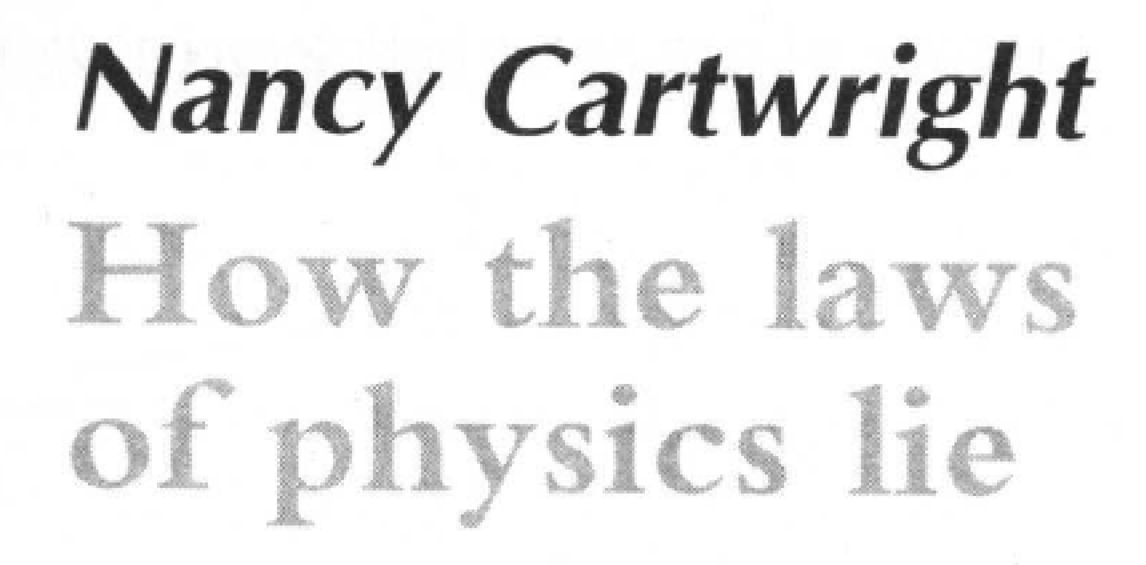
易文网：www.ewen.cc
ISBN 978-7-5428-4485-9/N·735
定价：28.00 元



科学技术哲学 译丛

04/334

2007



Nancy Cartwright

How the laws of physics lie

物理定律是如何撒谎的

【英】南希·卡特赖特 著

贺天平 译



上海科技教育出版社

图书在版编目(CIP)数据

物理定律是如何撒谎的/(英)卡特赖特(Cartwright, N.)著;
贺天平译. —上海:上海科技教育出版社,2007.12
(山西大学科学技术哲学译丛)
ISBN 978-7-5428-4485-9

Ⅰ. 物... Ⅱ. ①卡...②贺... Ⅲ. 物理学—研究 Ⅳ. O4

中国版本图书馆 CIP 数据核字(2007)第 150165 号

总　序

传统的科学哲学研究进路是由逻辑经验主义奠定的。逻辑经验主义作为第一个成熟的科学哲学流派，首先基于经典科学的研究模式，在拒斥形而上学和区分理论陈述与观察陈述的基础上，赋予观察事实纯客观的优势地位。之后，观察渗透理论的观点和非充分决定性论题的提出，极大地弱化了观察事实在证伪或证实理论以及理论选择过程中所起的决定性作用；历史主义学派的观点更是有说服力地突出了形而上学和科学共同体在科学活动中的重要地位。

自20世纪70年代以来，一方面，科学哲学研究的突出特点明显地表现为，在保证科学理性和科学进步的前提下，更多地强调了社会因素与心理因素在科学方法论中的作用与意义，集中讨论科学目标、科学进步、科学成功、科学手段、科学成果、理论建构、理论与观察、理论与经验、理论实体的本体性等问题，体现为各种形式的科学实在论、非实在论与反实在论之间的激烈争论。这些争论既代表了当代科学哲学研究的主流方向，同时，也面临着在自身原有的框架内无法解决的内在矛盾。

另一方面，随着科学知识社会学的兴起，一批人文社会学家开始运用社会学与人类学的方法，对产生科学知识的理性基础与科学认知活动的客观性前提提出了实质性的质疑。他们通过对自然科学家的实验室活动的跟踪与观察分析，运用社会学与人类学的术语重新解释科学事实、科学知识、科学的客观性等基本概念，并且极端地否定了科学知识的认识论本性。他们认为，传统科学哲学的发展所依靠的是错误的归纳主义和基础主义的认识论，一旦摧毁这些基础，那么，科学哲学就无法达到自己的目标，其命运必然是：要么被遗弃，要么至少在适当的社会学与人类学的框架内得以重新建构。

当代科学哲学研究的这些基本走向在整体上主要体现为科学解释学与科学修辞学的转向。问题在于，科学解释学在重申了被科学语言学所抛弃的关于真理和有效性的认识论问题的同时，却把科学降低为一种形式的文化实践。因为解释实践的过程，并没有提供关于客观性和真理等认识论概

念的参照基础，这样，当科学哲学家追问解释的有效性和解释的范围等问题时，就无法确定一种解释的适当性或真实性。解释学转向所带来的解释的普遍性和解释的语境论特征，使真理成为相对于某种解释循环的概念。由于解释总是在蕴藏社会因素的信念背景下或语境中发生的，因此，必然会注入与权力和控制相关的政治因素，很容易走向相对主义。科学修辞学转向主要关注科学文本及其形成、表达与传播中的社会学、解释学或交流等方面的问题，试图通过研究科学话语与科学争论来理解科学的认知价值。但是，修辞过程中存在的劝导因素很容易忽视理性逻辑，显著地突出非理性因素的作用，因而同样无法避免走向相对主义。

从方法论意义上看，以科学的客观性和理性为基础的科学哲学研究路径，以及对科学实在论的辩护，将面临各种不同形式的相对主义科学观的挑战。20世纪90年代围绕“索卡尔事件”展开的学术争论已经彻底暴露出科学主义与人文主义之间的直接冲突。面对矛盾与冲突，科学哲学的研究究竟应该如何摆脱困境，如何切实把科学哲学与科学史、科学社会学、科学心理学等相关学科结合起来，阐述一种科学家的科学哲学，或者说，大科学时代的真科学的科学哲学，而不是以逻辑为基础的科学哲学（逻辑实证主义），也不是单纯以科学史为基础的科学哲学（内在论），更不是人文社会学家所阐述的科学哲学（外在论），或者说，不是科学叙事的科学哲学？

首先，需要寻找一个新的研究范式或研究基点，才能够将更广泛的背景融合一气，在理性科学观与非理性科学观之间架起桥梁，达到更本真地理解科学的目的。这既是当代主流科学哲学研究的一项主要任务，也是我们承担的教育部社会科学研究重大课题——“当代科学哲学发展趋势研究”攻关项目所要解决的核心问题。

我们认为，本项目的研究除了组织国内外的学术力量进行联合攻关，形成中国科学哲学的研究特色之外，为了进一步发挥我们的学术优势，弘扬优良的学术传统，以积极的姿态推进中国科学技术哲学的学科建设，以严谨的学风规范中国科学哲学的学术耕耘，远离浮浅时髦的学术宣扬，以兼收并蓄、扎实稳固的开拓创新精神促进中国科学哲学的繁荣与发展，我们还有义务引进、翻译代表西方科学哲学最新进展的优秀著作，实质性地推动我国科学哲学的教学与研究迈上新的台阶。这正是我们与上海科技教育出版社合作共同推出“山西大学科学技术哲学译丛”的初衷所在。

在丛书即将付梓之际，作为丛书的组织者，有许多发自肺腑的感谢之

言。首先，感谢每一本书的原作者，他们中的不少人曾对译者的翻译工作提供了许多方便；其次，感谢每本书的译者，他们以认真负责的态度和严谨的学风按时完成了翻译工作；第三，感谢上海科技教育出版社的潘涛博士和侯慧菊女士，他们作为本套丛书的总策划者，为丛书的出版付出了许多心血；第四，感谢每一本译著的责任编辑，他们的工作最大限度地弥补了译者翻译上的缺陷；第五，感谢丛书的编委会成员，他们的学术声誉与长期以来对“山西大学科学技术哲学研究中心”工作的大力支持，极大地促进了本中心的发展。

郭贵春　成素梅

2006 年 6 月 1 日

本书受教育部2004年哲学社会科学研究重大课题攻关项目“当代科学哲学的发展趋势研究”(04JZD0004)和国家教育部人文社会科学重点研究基地——山西大学科学技术哲学研究中心基金资助

对本书的评价

在一系列关于自然科学的哲学文章中，南希·卡特赖特认为，被誉为最深奥和最令人钦佩的现代物理学成就的基本说明性定律，实际上并没有描述自然界的规律。她还不是一位“反实在论者”，因为她做了一个新颖的界定；她认为，理论实体和描述这些理论实体的复杂而有局限的定律都能够被切实地解释，但是基本理论的简单而统一的定律却不能得到这样的解释。

本书中所提到的论题非常重要，而且极具争议性……我相信这本书非常重要，因为它使得哲学家能用一种新的眼光来看待物理学实际运作的方式以及哲学家与实践的关系应该是怎么样的。

——M·L·G·雷德黑德(M. L. G. Redhead)，《哲学季刊》

本书是对现有文献有意义的补充，其核心论点新颖，论证生动而有力，且具有丰富来自科学家实践的说明性工作的资料。

——W·H·牛顿-史密斯(W. H. Newton-Smith)，《泰晤士报文学增刊》

作者对所讨论的每一个论题都提出了新的观点……每个哲学家都将喜爱此书，而且将会受益匪浅。

——杰弗里·约瑟夫(Geoffrey Joseph)，《哲学评论》

内容提要

物理定律被誉为是最深奥且最令人钦佩的物理学成就的基本说明性定律。但本书作者英国著名哲学家南希·卡特赖特认为,物理定律事实上并没有描述自然界的规律。这是一个新颖且具有争议性的论题。作者通过对一系列来自于科学家实践的说明性工作资料的分析,用一种新的眼光看待物理学实际运作的方式,并通过对基本解释力的质疑和对基本说明性定律的反驳,提出了一种说明的影像说法,阐明了“基本定律仅仅对于模型中的客体是正确的”观点。

作者简介

南希·卡特赖特(Nancy Cartwright, 1943—),伦敦经济政治科学学院、加利福尼亚大学圣迭戈分校哲学教授,英国学士院院士,麦克阿瑟基金获得者。著有《斑杂的世界》、《自然的能力及其测量》等,与他人合著有《奥托·诺拉伊特——在科学与政治之间的哲学》。

献给玛丽(Marie)和克劳德(Claude)

致谢

作者在本书中引用早先发表过的材料获得许可。本书各章来源如下:

第 1 章部分来自"Causal Laws and Effective Strategies", *Noûs*, vol. 13 (1979), © *Noûs* 1979; *Noûs* 允许再版。部分内容是新的。

第 2 章来自"Truth Doesn't Explain Much", *American Philosophical Quarterly*, vol. 17 (1980)。

第 3 章部分来自"Do the Laws of Physics State the Facts", *Pacific Philosophical Quarterly*, vol. 1 (1980)。部分来自"How do We Apply Science", *PSA 1974 Proceedings*, Robert Cohen 等主编(Reidel , 1974)。部分内容是新的。

第 4 章来自"The Reality of Causes in a World of Instrumental Laws", *PSA 1980 Proceedings*, P. Asquith 和 R. Giere 主编(Philosophy of Science Association, 1980)。

第 5 章来自"When Explanation Leads to Inference", *Philosophical Topics*, 关于实在论的专辑(1983)。

第 6 章部分来自 Nancy Cartwright 和 Jon J. Nordby 合著的"How Approximation Takes Us Away from Theory and Towards the Truth", *Pacific Philosophical Quarterly*(1983)。

第 7 章来自"Fitting Facts to Equations", *Philosophical Grounds of Rationality: Intentions, Categories, and Ends*(该文章献给 Paul Grice), Richard Grandy 和 Richard Warner 主编(Oxford University Press,1986)。

第 8 章是新的内容。

第 9 章部分来自"How the Measurement Problem is an Artefact of Mathematics", *Space, Time, and Causality*, Richard Swinburne 主编(Reidel, 1983);部分来自 *Studies in the Foundations of Quantum Mechanics*, P. Suppes 主编(Philosophy of Science Association,1980)。部分内容是新的。

目录

第0章　导言

哲学家将理论定律与现象学定律作了区分。现象学定律是关于表象的，理论定律是关于表象背后的实在（reality）的。这种区分乃是植根于认识论。现象学定律至少在原则上与我们能直接观察到的东西有关，而理论定律只能够通过间接推断才能知道。通常对于哲学家而言，“现象学的”（phenomenological）和“理论的”（theoretical）表明了可观察物和不可观察物之间的区别。

物理学家也使用“理论的”和“现象学的”这两个术语，但用法与哲学家有所不同。物理学家将“现象学的”对应于“基本的”（fundamental）。例如，培格曼出版社出版的《物理学百科词典》（*Encyclopaedic Dictionary of Physics*）中写道：“现象学理论通过假定某些方程，与可观察的现象联系起来，但并不要求过于深入到它们的基本内涵。”[1]

《物理学百科词典》提到了可观察的现象，但是留意不要被误导。这些现象学方程并不是与哲学家的理论实体相对立的直接可观察物。注意该定义出现的地方：标题是“超导性和超流性的现象学理论”；或者注意《高能粒子现象学》（*Phenomenology of Particles at High Energies*）——《第14届苏格兰大学暑期学校物理学会议录》（*proceedings of the 14th Scottish Universities Summer School in Physics*）——中提到的理论实体和过程：（1）高能强子的相互作用；（2）粒子物理学中碰撞的质子束；（3）单举反应现象学；（4）高能多强子产生的现象学和理论。[2]

麦克斯韦（James Clerk Maxwell）的传记作家、杰出的实验物理学家埃弗雷特（Francis Everitt）将法拉第（Faraday）磁光效应中的艾里定律（Airy's law）作为一个典型的现象学定律。[3] 他在与哈金（Ian Hacking）合写的一篇论文中指出：“法拉第并没有磁光效应的数学理论，但是1846年英国皇家天文学家艾里（George Biddell Airy，1801—1892）提出，在光的波动说中增加波方程可以解析地表示该效应，方程包含位移对时间的二阶导数以及其他含位移的一阶导数或者三阶导数的特设项。”[4] 埃弗雷特和哈金将艾里定律与其他理论陈述相对照——“物理模型基于力学假说，……电磁理论中的

形式分析基于对称性观点”，最后，洛伦兹（Lorentz）给出“一个遵循电子理论的物理说明”，“基本上”就是“我们今天所接受的理论”。

埃弗雷特将艾里的现象学定律与洛伦兹后来的理论处理相区别，其原因不在于洛伦兹利用了不可观察的电子，而在于电子理论说明了磁光效应，但艾里定律却没有。现象学定律描述发生什么事情，包括描述超流体或者介子—核子散射中发生的事情，以及在法拉第的高硼硅酸盐玻璃（光学玻璃）杯中更容易观察到的变化（即磁场使光的偏振面发生旋转）。物理学家不像哲学家，对他们而言，理论定律和现象学定律之间的区别，与是否是可观察的没有关系；相反，这些术语将基本的和说明性的定律与仅仅描述性的定律区别开来。

理论定律和现象学定律之间的一条分界线往往就将实在论者与反实在论者隔开了。在本书各章节中，我赞成反实在论，特别是那种接受现象学定律而拒斥理论定律的反实在论。但我所拒斥的理论与其说是相对观察而言的理论，而宁可是那种与现象学相对立的理论。在现代物理学和其他精确科学中我也这么认为，现象学定律意味着描述，并且常常描述得很好也很合理；而基本方程意味着说明，非常矛盾的是，解释力要以描述的恰当与否为代价。理论物理中发现的真正有力的说明性定律并不陈述真理。

我首先假定有无数非常可靠的现象学定律。光谱—物理公司（Spectra-physics Incorporated）连续使用价值25万美元的激光器直到报废，以测试激光的性能，没有什么能比这个实证更好了。但是量子力学的基本定律（它被认为说明了激光的具体行为）怎样才能得到实证呢？只能是通过它们对激光、苯环或者电子衍射图样进行确切说明的能力而间接地加以证实。我将指出，由此作出的说明通常情况下并不正确，由大量普通的现象学定律所服从的同一实践标准作出的说明显然也不正确。我们已经具有检验具体情况下所发生现象的物理解释的详尽的专门知识。当我们关注基本定律的真正含义时，才发现它们并不符合这些寻常标准。实在论者倾向于认为，如果理论定律出错且不精确，那么现象学定律就更加错误和不精确。我的观点正好相反，当验证时，基本定律要比需要作出说明的现象学定律更为错误。

本书各章节归类于三个不同而又相互关联的论点，以论证这个看似矛盾的结论。

（1）基本定律的显明解释力并不证明它们正确（truth）。

（2）实际上，它们用于说明的方式证明了它们的谬误（falsehood）。我

们通过其他情况相同(*ceteris paribus*)定律、原因合成(composition of causes)、为改进基本定律所述而作出的近似来说明。在所有这些情况下,基本定律显然也没有让事实正确。

(3) 真理的表象来自于一个糟糕的说明模型,该模型直接将定律绑定于实在。与常规描述不同,我提出一种说明的影像说法(*simulacrum* account of explanation)。从理论到实在的途径是从理论到模型,然后再从模型到现象学定律。现象学定律对于现实中的客体是(或者可能是)真正正确的;但是基本定律仅仅对于模型中的客体是正确的。

0.1 反对最佳说明推理

我将要论证,基本定律的谬误正来自它们巨大的解释力。这与众所周知且被广泛讨论的论证形式——"最佳说明推理"(inference to best explanation)所设想的正好相反。最佳说明推理的基本思想是:如果一个假说能足够好地说明各种现象,那么我们就能够推断该假说是正确的。该论证形式的拥护者可能会在怎样算是足够好或者需要说明多少种现象的问题上意见不一致,但他们都认为,解释力虽与真理并非一致却引导我们通向真理。在本书中,我的第一个论点就是否定说明是通向真理的向导。

很多传统哲学持反对最佳说明推理的立场,怀疑主义、唯心主义和实证主义就是例子。但是我所知道的最有力的论证出现在迪昂(Pierre Duhem)的《物理学理论的目的与结构》(*The Aim and Structure of Physical Theory*)[5]中,并由范·弗拉森(Bas van Fraassen)在他最近的一本书《科学的形象》(*The Scientific Image*)[6]中用一种特别指出的方式重新表述。范·弗拉森问,解释力对真理做了什么?他更像是提出一个质疑而不是一种观点,他明确指出,说明的关系倾向于保证"如果 x 说明了 y,并且 y 是正确的,那么 x 也应该是正确的"。这种质疑当且仅当因果说明的情况下有答案。这就是我在第 5 章的主题。假定我们描述了导致某现象发生的具体因果过程,那种说明也只有在被描述过程实际发生时才能成功。从我们认为因果说明是可接受的这一点上讲,我们必须相信所描述的原因。

例如,考虑克鲁克斯(William Crookes)1853 年发明的辐射计。它是一个小风车,其叶片一侧为黑色,另一侧为白色,装入抽空的玻璃球中。当光照到辐射计时,叶片旋转。最初人们认为是光的压力使得叶片旋转,不久就发现光的压力并没有那么大。于是认为,旋转归因于抽空的玻璃球中残留

气体分子的运动。克鲁克斯已经尽力在他的辐射计中产生一个真空。显然,如果我们接受这个被认可的说明,那么我们推断,克鲁克斯的真空是不完全的,该说明需要球中有分子存在。

关于分子的运动有两种截然相反的假说,两种观点至今仍被不同的阵营所支持。第一种观点是,叶片被反弹跳起的分子的压力所推动,在黑色一侧反弹跳起的分子比白色一侧的分子具有更大的能量。但在1879年,麦克斯韦运用气体的动理学理论说明,气体中的力在各个方向上都是相同的,因此不能推动叶片。然而,气体稍微加热会产生切向应力,这使得气体沿表面滑动。当气体沿着边缘流动时,它推动着叶片随之运动。在麦克斯韦的传记中,埃弗雷特非常赞同麦克斯韦的观点,认为要比已经广泛接受的另外一种观点更具有优越性。[7] 他对麦克斯韦因果理论的信任也反映在他的本体论观点中。埃弗雷特的反对者认为,切向应力是可以忽略不计的。但是与他们不同,埃弗雷特相信,如果制作一个足够大的辐射计,他就能够测量叶片边缘气体的流动。

克鲁克斯辐射计中的分子是看不见的,并且切向应力也不是能够期望一眼就可看到的东西。然而,和埃弗雷特一样,我相信这两个观点。我之所以相信是因为我接受麦克斯韦关于叶片转动的因果说明。在得出这种说明的过程中,麦克斯韦使用了某些基本定律,如玻尔兹曼方程(Boltzmann's equation)和连续性方程(equation of continuity)。我并不相信这些定律。但是,人们能够拒绝理论定律而不拒绝理论实体。在麦克斯韦分子和辐射计切向应力的例子中,范·弗拉森的问题得到了回答:我们有一个令人满意的因果说明,因此有很好的理由去相信问题中的实体、过程和属性。

因果推理为我们相信理论实体提供了很好的依据。即使我们完全知道环境中可能有什么条件、会发生什么事情,我们也还可以从结果的精细结构上准确地反推出原因必须具有的导致结果发生的特征。我有时用以下这种方式概括我对说明的看法:没有导致最佳说明的推理,只有导致最可能原因的推理(inference to most likely cause)。但是,这也只有在特别关注什么使原因"可能"的情况下才是正确的。我们必须有理由认为,是这种原因而非其他原因才是唯一实际可能的,并且它应该经历大量决定性实验使我们确信它。

我们在非常特殊的情况下使用最好的因果推理:一般的世界观使我们坚信,一个已知的现象必有一个原因;我们所引用的原因能够导致结果,并

且有一个恰当的过程连接着原因和结果;其他原因的可能性被排除。这就是为什么受控实验(controlled experiments)在我们查明所不能观察到的实体和过程中如此重要的原因。在实验受控条件之外,我们很少可以合理地推导原因。

再以辐射计为例加以阐释。麦克斯韦的陈述与标准陈述不一致。为了解决这个争议,麦克斯韦的支持者埃弗雷特建议,不再进一步作理论分析,而是做一个实验。他设想制作一个巨大的辐射计,在这个辐射计上,他能够控制部分真空及黏性、改变叶片上摩擦系数和叶片的宽度以及计算球中的风力,最终确定切向应力是否确实是旋转的主要原因。

法向应力和切向应力的争论突出了关于观察的优点。哲学争论聚焦于实体。工具主义者(他们只相信他们所看到的)陷于毫无价值的争论:我们通过显微镜确实"看到"了吗?通过电子显微镜呢?通过相位干涉光学显微镜(phase-interference light microscope)呢?甚至用肉眼,我们能在任何情况下看到唯一结果吗?但是物理学家认为实在的很多东西是看不到的,它们具有非可视化特征,例如电子自旋、气体表面的压力、棒的硬度。观察(即用肉眼看)不是存在的检验,实验才是。实验用于分离真实原因和消除错误开端。这就是穆勒(John Stuart Mill)"方法"中正确的东西。

这样的观点有什么不同呢?我认为这些恰恰是量子电动力学在当前的哲学争论中需要考虑的事情。特别是自规范场论(它统一了弱电磁现象)在近几年得到发展以来,没有人否认这个理论强大的组织能力和预言能力。许多人认为量子电动力学是这些方面已有的最有影响力的理论,但是正如基本粒子物理学家库欣(James Cushing)所评论的:

> 当人们考察 QFT(quantum field theory,量子场论)中那些眼花缭乱的特殊运动系列(例如电子的负能海、无穷大的自能被消除和真空偏振、局部规范不变性、规范理论中的强制重正化、自发对称破缺、夸克幽禁、夸克的色)和"真空"(以太?)中浮现的图景,归因于在每次描述中粒子—反粒子对的激发,以及初始对称性的破缺时,人们不禁会问:自然界*真*是那样的吗?[8]

量子场论的成就证明电子负能海的存在、夸克幽禁和"激发出粒子—反粒子对"的真空了吗?哲学家之间的争论倾向于集中在理论的一致性或

者理论真正的成功度。[9] 而我认为我们应该集中在因果作用上，理论给了这些奇怪客体以各种因果角色：它们究竟如何被假定引发属于它们的结果呢？它们如此的证据究竟有多好呢？理论在产生准确预测或者统一以前被分散的东西方面所获得的全面成功在此是没用的。如果我们能够给出具体的因果作用，我们就能够相信量子电动力学中的意想不到的实体；而且，信仰的合理性依赖于实验证据是否支持那些因果陈述的具体细节。

尽管我声称一个成功的因果说明给出了很好的理由，使我们相信它所假定的理论实体和理论属性，我还是重申我不相信理论定律。但是属性和定律不是联系在一起的吗？范·弗拉森问："得出原因的推理，归根到底不就是'只能'得出描述……事物一般特性的命题为真的推理"[10]吗？无疑该问题的答案是肯定的。但是，当接受因果说明后，我们所研究的这个命题就是高度详细的因果原则和具体的现象学定律，而不是基本理论的抽象方程，特别是在目前的状况下。麦克斯韦说，叶片是被边缘滑动的气体拖动，而不是被光压力或者叶片表面气体的法向力推动。这个观点的可接受性，依赖于辐射计中发生了什么的一大堆普遍说法。

麦克斯韦运用了一个现象学定律——在这里也是一个因果原则：

> （气体沿叶片表面滑动的）速度和相应的切向应力受叶片表面温度的不稳定性所影响，这种不稳定性产生一种力，使得气体沿叶片表面从较冷的地方滑向较热的地方。[11]

下面是另一条现象学定律，它对叶片不是被与表面垂直压力推动的观点至关重要：

> 当热流稳定时，这些力（作用在各个方向上所有的力）是平衡的。[12]

除非这些原理正确，否则麦克斯韦关于辐射计中的运动究竟如何发生的说明就不正确。但是，这些不是基本定律。麦克斯韦将他独特的因果解释置于发展中的气体动理学理论框架中。把为说明辐射计中发生了什么而引用的两个特殊定律和麦克斯韦使用的基本理论中的两个基本方程加以对照是很有用的。麦克斯韦在他的推导中，引用了玻尔兹曼方程：

$$\frac{\mathrm{d}f_1}{\mathrm{d}t}+\xi_1\frac{\mathrm{d}f_1}{\mathrm{d}x}+\eta_1\frac{\mathrm{d}f_1}{\mathrm{d}y}+\zeta_1\frac{\mathrm{d}f_1}{\mathrm{d}z}+X\frac{\mathrm{d}f_1}{\mathrm{d}\zeta_1}+Y\frac{\mathrm{d}f_1}{\mathrm{d}\eta_1}+Z\frac{\mathrm{d}f_1}{\mathrm{d}\zeta_1}+$$

$$\iiint d\xi_2 d\eta_2 d\zeta_2 \int b db \int d\phi V(f_1 f_2 - f_1' f_2') = 0 \quad (1)$$

和一般连续性方程：

$$\frac{\partial}{\partial t}[Q\rho] + \frac{d}{dx}[Q(u + \xi - U)] + \frac{d}{dy}[Q(v + \eta - V)] + \frac{d}{dz}[Q(w + \zeta - W)] = \rho \frac{\delta}{\delta t} Q \quad (2)$$

这些是一般、抽象的方程式，它们不针对任何特定环境下发生的任何特定情况。这个对照就像道德原则之间的对照，正如亚里士多德(Aristotle)在《尼各马可伦理学》(*Nicomachean Ethics*)第 2 册第 7 章中对它们的看法："在行为陈述中，一般性的应用更广，但特定性的应用更真实。"

解释力不是真理的保障，除非范·弗拉森的质疑被消解。我认为，在因果说明非常特殊的情况下这个质疑会被消解。在因果说明中，真理对于说明的成功是必要的，但它仅仅是低水平因果原则和具体现象学定律的真理。有没有能确保抽象定律的真实性的更进一步的陈述呢？如果抽象定律需要说明的话，关于显示抽象定律真实性的说明又该如何描述呢？有两个理论说明模型能够做到这一点，两者都有严重的缺陷，我将在第 6 章讨论它们。本书中，其他反对最佳说明推理的章节是第 4 章和第 5 章。

由于我大量使用了因果原则的概念(经验主义者会提防的一个概念)，所以我打算把早期的一篇论文也包括进来。我在第 1 章中提出，因果律与较多的休谟关联规律(Humean laws of association)同样十分客观。一个标准观点认为，因果律需要阐释说明的不对称性。如果仅仅接受关联规律，阴影的长度就能够解释旗杆的高度，反之亦然。在《科学的形象》中，范·弗拉森很有说服力地证明，不对称性是不真实的。我认为他错了；但他的例子很有说服力，而且可能说服我们放弃某些说明策略。但我们不会那么容易被说服放弃自己对于实践生活很必要的策略。也许根本不存在什么说明什么的问题。但毫无疑问，流动的沼泽地是阻止瘴气传播的有效途径，而焚烧疟疾病人的毯子却无济于事。这一章在因果关系上认为，关联规律不足以说明有效策略的事实，因果律同样需要说明。第 1 章除了为这个核心哲学论题辩护外，还将辛普森悖论(Simpson's paradox)重新导入哲学文献，并且在辛普森悖论中发现了哲学家用来反对因果关系概率模型的各种反例的潜在来源。

0.1.1 原因合成

物理学的说明涉及两种截然不同的行为。第一种是，我们说明现象时陈述其原因，并尽量详细地阐明现象究竟是如何产生的；第二种是，让现象去符合一种广泛的理论框架，该框架按照一组基本方程收集了一系列不同的现象。两种说明都使用了哲学家所谓的自然律(laws of nature)，但是正如我们在辐射计的例子中所看到的，用于两种说明的定律看上去根本不同。因果说明使用阐述具体情况下发生事件的非常特殊的现象学定律；而理论定律，如连续性方程和玻尔兹曼方程，则是描述非特殊情况的完全抽象的公式。

标准的覆盖律说明(covering-law account)试图使两种说明合二为一。但我认为，定律在两种情况下的功能不同，它们对真理的陈述也不同。该区别是超越哲学的，我们在科学实践(参照第4章)中可以发现这一点。物理学中经常给同一个现象两种不同的理论处理方式。我们为了不同的目标构建不同的模型，用不同的方程去描述它们。哪个是正确的模型，哪些是“正确的”方程组呢？这个问题本身就是错误的。一个模型展示了现象的某些方面，而另一个模型则展示了其他方面；一些方程为了某些目的给出更粗略的估计，但是更容易解决问题。所以，没有哪一个模型能够最好地适用于所有目标。

因果说明则不同。我们不能为了方便，说完一个因果说明再说另一个。麦克斯韦关于辐射计切向应力所作的说明与早期光压力的说法相矛盾，与更标准的法向压力假说也是矛盾的。如果这些说法的其中一个被采纳，其他的说法就要被拒绝。物理学中两种因果假说以某种方式相互较量，而理论处理则不然。无论对错都要给出因果说明，而哪个理论定律“支配”现象则是一个方便与否的问题。

物理学中的定律即使正确，也可能不用于说明。但我要特别强调：如果证据被过分采信，这些定律可能被错误地加以判断。我为什么要特别强调这一点呢？一个原因就是因果说明和理论说明之间的张力。物理学想给出两种说明，但这两种说明的需要彼此不同。因果说明的重要任务之一就是，显示各种原因如何组合产生要说明的现象；而理论定律则必须思考每个原因所起的作用。但是，从字面意义上看，它们并没有这样；因为它们必须忽略来自其他理论的定律的影响。

本书的第 3 章问:"物理学定律陈述了事实吗?"我的回答是:没有。当不同的原因组合起来时,我们想说明不同领域的交叉部分发生了什么;但是,我们所使用的定律只能用来说明每个领域内分别发生了什么。[13]这也是第 2 章的主要论题。

实在论者倾向于援引自然统一来回答:在原因组合的情况下,真正的说明来自于统一各独立领域的"超"定律。我怀疑这些统一定律的存在。稍后,我也将证明我不相信有足够的桥介规律(bridge laws)。我否定这两种情况的理由是相同的,即我们应该只相信有证据的定律。麦克斯韦表明,电磁学和光学用麦克斯韦理论能够统一处理,该理论对两者都作了极为成功的阐释。杰出的应用数学家和宇宙学家霍金(Stephen Hawking)在剑桥就任普鲁敏(Plumean)教授时,就职演讲冠名为:"理论物理的终结已经在望了吗?"他非常兴奋而且极为相信,他与同事已处于写出正确方程以统一自然界的基本作用力的边缘。我们应该承认,只有当他们显然做到这一点时,才能说理论物理的终结已经在望了。

我不相信这些统一律的另一个原因是方法论的。方法论贯穿于本书的每一章。在形而上学中,我们试图给出自然的总体模型。我们将自然描绘得或者简单或者复杂,或者符合规律或者不符合规律,或者是统一的或者是分离的。我们有什么理由做这些选择呢? 先验的直觉和抽象的论证并不足够好。当我们注视有关自然界的知识时,我们能够最好地看到自然像什么。如果我们现在最支持的理论是概率论,我们就不应该坚持决定论;如果罗素(Russell)关于物理学不研究原因的观点是对的,我们就应该同意休谟(Hume)的观点,至少同意物理学研究基本物质现象的观点。科学的统一就是一个恰当的例子。我们的知识如何统一呢? 看一下科学或者工程院校的教学目录就会发现,课程被分成精细而分立的科目,这令交叉学科的学者很困惑。自然——以最佳的方式看待的自然——的知识被高度划分,为什么还要认为自然本身是统一的呢?

至此,我已经关注原因的合成了。但是原因合成引起的问题恰是一个特例。即使我们不跨越领域或者不研究遵循不同基本定律的原因,基本定律的使用仍旧是错误的。如果基本定律是正确的,它们应当给出正确的陈述以说明它们用于特定环境时会发生什么,但是它们没有这么做。如果继续调查它们的结论,我们通常会发现基本定律搞错了;通过应用物理学家或研究工程师的明智修正,它们才会正确。

第6章论证这个观点。这一章的大部分内容来自于与诺德比(Jon Nordby)[14]合作的论文,而且起始于我们都认可的一个观点:现实生活中的问题,不存在严格解。无论何时拿理论处理实在,都需要近似和调整。作为一个程度不足的例子,我们看一下范戴克(Milton Van Dyke)的高等教材《流体力学中的摄动方法》(*Perturbation Methods in Fluid Mechanics*)的引言:

> 这个基本的非线性,使得在流体力学的任何分支中都缺乏精确解……即使一个常微分方程必须进行数值积分时,也需要宽容地认为解是"精确的"。莱特希尔(Lighthill, 1948)给出了无黏性可压缩流体这种解的一个多少可以算详尽的列表。[15]

范戴克列出了7个例子,然后继续写道:

> 另外,自施利希廷(Schlichting, 1968)以来,人们能够为不可压缩黏性流体构造一个局部列表。[16]

第二个列表又给出了7个例子。但是,即使是这14个例子仍不能为基本理论和实际环境之间提供一个严格的纽带。范戴克总结:

> 这些自相似的流是典型的,它们包含理想化的几何结构,远不同于有实际重要性的多数形状。为了进一步处理,通常情况下必须近似。[17]

持实在论的哲学家倾向于认为,近似在原则上并没有什么问题。"真正的"解答就是严格解,之所以需要偏离它,仅仅是因为数学太难或者太麻烦。诺德比将真正为了估计严格结果的近似称为 *ab vero* 近似。[18] *ab vero* 近似似乎与实在论者的例子很符合,但是我在第6章认为,即便这些也不能为基本定律的正确性提供肯定的证据。对于实在论者,更糟糕的是 *ad verum* 近似的广泛使用。在这里,近似站到了对立的一面。为了最终达到现象的精确描述,推导步骤远离了启用定律、修正定律和改进定律的严格结果。第6章给出了两种阐释,都来自与诺德比合作的论文。两者都削弱了实在论者对最佳说明推理的应用:通过一系列 *ad verum* 近似将定律应用于实在,证明了定律的谬误而非正确。

当我们从理论走向实践时,引入了近似。考虑与之相反的情况,不是“理论退出”(theory exit)而是“理论登录”(theory entry)。在理论登录中,我们从事实描述开始,并看看它如何在基本定律或者方程下被引入。规范的方法就是通过一个桥介原则(bridge principle),但那个方案停留在说明如何作用的过于简单的观点之上。为了从一种情况的具体实际知识中得到一个方程,我们必须准备好该情况的描述,以符合理论的数学需要。一般情况下,结果不再是真正的描述。在第 7 章中,我给出了一些描述的简单例子,如量子力学中的方程。如果想要准确报导事实,就请看看它们与我们给出的各种描述是多么的不同吧。

与仅仅依赖于桥介原则的常规说法相反,我认为,理论登录分两个阶段进行。我们从未准备的描述(*unprepared* description)开始,该描述给出该情况尽可能精确的报告。第一阶段将它转化为有准备的描述(*prepared* description);第二步,将有准备的描述与理论的数学表示相匹配。在理想情况下,有准备的描述应该对未准备的描述成立。但是两种情况经常背道而驰,适合于事实的描述几乎没有正确的数学结构。所有这一切将在第 7 章中讨论。我所谓的“准备一个描述”,确切地说就是我们为现象建立模型时所要做的,而且第 7 章中理论登录的两阶段论观点为第 8 章中的观点奠定基础,第 8 章将模型置于说明的核心地位。

0.1.2 说明的覆盖律模型的另一种选择

本书的第三个论证思路是:给说明的覆盖律模型提供另外一种选择。尽管我确实认为我们能给出独立事件的因果说明,但在这里我们仍然要讨论以规则方式重现的各种事件以及能用现象学定律描述的各种事件的说明。我正在考虑高深数学理论提供的那种说明。

我在上一节表明,当我们说明物理学中的现象时,我们做两件不同的事情。第一,描述它的原因;第二,将现象拟合到理论框架。覆盖律模型从最早出现到现在,一直因为第一种说明的说法不够充分而被反对。虽然我受到了斯克里文(Michael Scriven)[19]和多纳根(Alan Donagan)[20]批判的强烈影响,但是很多其他人还是作出了相似的结论。现在,萨尔蒙(Wesley Salmon)[21]正在建立这种说明的另一种针对独立的因果过程和因果作用的说法。这里我仅仅考虑第二种说明行为。我们如何将现象拟合于一般的理论框架?

乍一看，覆盖律模型好像很理想化地适合答案：通过显示各种各样正确的现象学定律如何从理论的基本定律和方程推导出来的，从而将现象与理论拟合。这种说法已经将我与覆盖律理论家区别开来。我不认为说明现象特征需要追踪该特征的描述，但是要处理现象就要追踪其各种现象学定律。但这不是主要区别。“覆盖律模型”中的“覆盖”是个强有力的隐喻。它不仅说明现象学定律能来自基本定律，而且说明基本定律是支配现象的定律。基本定律是覆盖现象的定律，或许在一个更一般或更抽象的描述之下，或许借助于一些隐藏的微结构特征；但基本定律仍然作用于现象，并描述它们如何发生。

然而，我支持一种“影像”（simulacrum）说法。尽管这个词我们不再使用，但是它在词典中的一个定义确实表达了我的意思。根据《牛津英语词典》（*Oxford English Dictionary*）中的第二条目，影像就是“仅仅有某个事物的形态或者外观而不拥有其实质或者固有属性的东西”。在影像说法中，说明一个现象就是构建一个使现象拟合于理论的模型。理论的基本定律对于模型中的客体是正确的，而且它们被用于导出这些客体如何行动的特定描述。但是模型中的客体仅仅有“事物的形态或者外观”，在一种很强的意义上，没有“实质或者固有属性”。

覆盖律说法认为，原则上，每一种现象都有一个“正确的”说明。影像说法否定这一点。说明性模型的成功取决于导出定律（derived laws）是否能很好地近似于现象学定律和对于模型客体都是正确的特定的因果原则。已经有更多的现象学定律，而且它们能够以更好的、不同的方式近似。没有任何单个说明是正确的，即使在有限范围内或者相对于目前信息而言。就其本质而言，理论说明是冗余的。这是物理学说明的一个特有特征。演绎-律则（deductive-nomological，简称 D－N）说明对这一特征不以为然，尽管辩解说这个讨厌的特征在物理学到达终点时将不再出现。

第7章列举了很多用于说明物理学事物的模型的例子。我在第8章中将提出，与常规的覆盖律说明相比，影像说法作为另一种选择为实际说明提供了更好的描述。这明显支持我对基本定律的批判。“影像”说法坚决认为：一般情况下，有准备的描述和未准备的描述不能相提并论，仅仅是有准备的描述才服从基本定律。关于基本定律真实性的教训很清楚：基本定律不支配实在中的客体，它们只支配模型中的客体。

0.2 它产生了什么不同

实在论者和非实在论者之间的争论已经持续了很长时间。有实际结果吗？我认为有。本书第9章举了一个这样的例子。我认为,物理学中许多抽象概念仅仅扮演组织的角色(organizing role),并没有反映真正的性质。在量子力学中,幺正性(unitarity)就是这样一种概念。

幺正性是算符的一个属性。幺正算符表征非确定性的运动。幺正性在理论中没有任何因果作用;关于它的用法,也无法将它解释成一个实际性质。然而,有一种趋势不仅将它看成是算符的数学特征,而且看成是算符所代表的情况的实际属性。我认为,这就是量子力学中著名的测量难题的根源。幺正性在量子理论中不表示实在的性质,而且如果我们不认为它必须如此,我们就不会有关于测量的有趣的哲学问题。

第9章专门关注测量难题,而没有关注哲学家们普遍讨论的量子力学的另一个概念难题——EPR佯谬。这两个问题分别处于天平的两端:为了解决一个难题而提供的有希望的哲学方法通常难以解决另一个难题。这确实是我所提出方案的症结所在。如果我的方案管用,它至多消除测量难题——我认为这是个伪问题;但是,它与EPR佯谬所提出的有关定域性的十分复杂的事实毫不相干。

0.3 结论

我在本书中谈到的科学图景缺乏实证主义的纯度,它是一堆杂乱的不可观察的实体、因果过程和现象学定律的混合,但是它具有深邃的实证主义者的信念:除了触摸到的实在之外,没有更好的实在。在这篇导言的第二句话中,我区分了现象学定律和理论定律:现象学定律是关于表象的;理论定律是关于表象背后的实在的。这正是我所反对的区别。费恩曼(Richard Feynman)认为物理说明是让现象拟合“自然模式”,但模式在哪里？事情发生在自然界中,当环境相似时,它们经常以规则的方式发生;同样的因果过程重现;某些情况下发生的事情类似于其他情况下发生的事情。正如迪昂所指出的,我们以一种容易作出预言的方式将发生的事情组织成自然类(见第5.4节)。但也仅仅是发生了什么,以及我们对此说了些什么。自然极其丰富,我们的想法完全不受限制。

作为本书各章节基础的形而上学图景,是亚里士多德关于具体事物及

其特点具有丰富性和多样性的信念的体现。只有我们不过于严密地考察它们时,事物看上去才是相同的。迪昂区分了两种思想家:深入但狭隘的法国思想家和宽广但肤浅的英国思想家。法国式思想用一种优雅、统一的方式看事物,它将牛顿运动三定律变成优美、抽象的拉格朗日力学的数学方程(mathematics of Lagrangian Mechanics)。迪昂认为英国式思想截然相反。英国式思想让大大小小的齿轮、滑轮动起来,让成百上千条绳索不相缠结。它一次能控制一千种不同的细节,而不强加以非常抽象的秩序或组织。实在论者和我之间的区别几乎是神学的。实在论者认为宇宙的缔造者像法国数学家一样工作,但我认为上帝拥有英国思想家不简练的头脑。

0.4 读者指南

有关量子力学的最后一章显示了反实在论是如何工作的。第1章维护因果论,支持理论实体和反对理论定律的主要论题在中间几章中论述。即使那几章支持理论实体、反对理论定律,但主要还是强调后者。我认为,本书是对哈金的《表征和干预》(*Representing and Intervening*)[22]一书中有关现象表征、实验和缔造的讨论的一个补充。哈金提供的大量例子表明物理学承认新实体。第6章中有一些详细的例子和方程,关注纯哲学的读者可能不感兴趣,但是通过阅读引言部分能够了解这些例子的一般观点。尽管第9章是关于量子力学的,但它不是非常专业的,读者没有专业知识也能看懂其中的论述。

第1章 因果律与有效策略

1.0 引言

至少有两种自然律:关联规律(laws of association)和因果律(causal laws)。关联规律是哲学家通常论及的规律。这些规律说明两个质或者量通常如何相关联。它们或者是决定性的——关联是普遍的,或者是概率性的。物理方程式是个好例子:只要质量为 m 的经典粒子受力 f,则加速度就是 f/m。关联规律可以以时间为标志,正如孟德尔遗传学(Mendelian genetics)中的概率性规律,但是,与以时间为指数的非对称性不同,这些规律是因果中性的。它们说明两个质如何经常一起作用,但是并没有说明是什么导致事情发生。

相反,因果律中含有一个词"因"——或者是某个"因"的替身。吸烟导致肺癌;水分流失使得木头噼啪作响;或者是物理学中的例子,力引起运动的改变,引用爱因斯坦(Einstein)和英费尔德(Infeld)的话说:"外力作用改变速度……根据力作用于运动的方向还是反方向,速度增加或减小。"[1]

罗素认为关联规律是实有规律的全部,而且因果原则不能从关联的因果性对称规律衍生出来。[2] 在这里,我同意罗素的第二个观点,但反对第一个观点。因果原则不能约化成关联规律,但也不能被废除。

支持因果律的论证依赖于有关策略的一些事实。我最近从 TIAA - CREF(为大学教师提供保险的公司)收到的一封信阐述了这个问题,信的开头是:

> "南希·卡特赖特……如果你拥有一个 TIAA 寿险,你将活得更长久。"
>
> 这话简直不可能是真的,不过却是事实。事实上,受保于 TIAA 的人与受保于为普通大众服务的商业保险公司的人相比,确实具有更长的平均寿命。

我将以 TIAA 信中的报告——买一份 TIAA 保单是延年益寿的有效策略，*这不会是真的*——作为我论证的开始。当然，TIAA 或许搞错了，但这确实是真的。重要的是，正如他们所提出的，他们的声明是一种或对或错的声明。这里有一点预先利用该策略好处的意味；而且在这种预先利用的意义上，策略好还是不好是一种客观事实。再例如，在尼加拉瓜开辟运河时，法国人发现，在沼泽里喷油是阻止疟疾传播的有效策略，而掩埋被传染的毯子则是没用的。他们的发现是对的，这发现与他们的理论，与他们控制疟疾的愿望，也与这样做的花费无关。

之所以用这些无可辩驳的有效策略和无效策略的例子作为开始，是因为我认为：因果律不能被废除，因为需要它们作为区别有效策略与无效策略的根据。当然，买一份 TIAA 保单是延年益寿的有效策略，*这不是真的*，但是戒烟是。两者的区别取决于我们普遍的因果律和一些无关紧要的东西，这将在第 1.2 节讨论。第 1.1 节认可罗素的第一个观点，即因果律不能约化成关联规律。

1.1　原因的统计分析

我把因果律“*C* 导致 *E*”简写为 $C \hookrightarrow E$。注意 *C* 和 *E* 将用一般术语而不是具体项的名字填充，例如“力导致运动”或者“阿斯匹林缓解头痛”。一般规律“*C* 导致 *E*”不可理解成关于具体事物，甚至关于具体因果事实的普适的量化规律。阿斯匹林缓解头痛通常是正确的，即使个别阿斯匹林不能缓解头痛。我将通过因果律如何一方面与统计规律有关，另一方面又与策略的普遍事实有关的说法，来说明因果律所断言的内容。第一个任务不是直截了当的，尽管因果律与统计规律紧密联系，前者也不能约化成后者。

相信因果律不能约化成概率规律的主要原因来自宽泛的归纳：迄今没有任何尝试能够成功。近来，最显著的尝试是由哲学家萨普斯（Patrick Suppes）[3] 和萨尔蒙[4] 以及社会科学领域中研究因果模型的社会学家和经济学家［如司马贺（Herbert Simon）和布莱洛克（Hubert Blalock）］[5] 所作出的。

重要的不是这些尝试失败了，而是为什么失败。道理在这里。正如萨普斯所说，原因应该增大产生结果的频率。但是如果其他原因也在起作用的话，这个事实也许就不能在概率上显示出来。主要原因和其他因果要素之间的背景关联可能掩盖了本来应该出现的概率增大。以一个简单的例子来说明。

众所周知,吸烟(smoking)导致心脏病(heart disease)($S \hookrightarrow H$),因此我们可能认为吸烟导致心脏病的概率超过其他情况。(我们可以表示为 $\mathrm{Prob}(H/S) > \mathrm{Prob}(H)$ 或 $\mathrm{Prob}(H/S) > \mathrm{Prob}(H/\neg S)$,两者是等价的。)这种期望是错误的。即使吸烟会导致心脏病,如果得到足够的预防(例如锻炼),所预期的概率增加也不会出现。(如果不考虑精确性,可以把"锻炼预防心脏病"记做 $X \hookrightarrow \neg H$。)为了说明为什么这样,想像一下锻炼预防心脏病比吸烟导致心脏病效用更大。所以对于任何人而言,吸烟和锻炼具有很强的相关性,[6] $\mathrm{Prob}(H/S) = \mathrm{Prob}(H)$ 甚至 $\mathrm{Prob}(H/S) < \mathrm{Prob}(H)$ 都是正确的。因为吸烟的人群中包含着许多锻炼者,并且当两者相结合时,锻炼占优势。

重现条件概率的增大是有可能的。概率减小是由于考察的是锻炼者和不锻炼者的平均概率。尽管在普通人群中,吸烟有时看上去比不吸烟还好,但在锻炼者中,吸烟要比不吸烟糟糕;在不锻炼的人中也是如此。所预期的概率增加不是发生在普通人群中,而是发生在两种子人群(sub-populations)中。

这个例子依赖于关于概率的辛普森悖论,[7] 因为它在科恩(Morris Cohen)与内格尔(Ernest Nagel)的教科书《逻辑与科学方法导论》(*An Introduction to Logic and Scientific Method*)[8] 中作为一个练习题而出现,所以有时也称为科恩-内格尔-辛普森悖论(Cohen-Nagel-Simpson paradox)。内格尔怀疑他是从尤尔(G. Yule)的《统计学理论导论》(*An Introduction to the Theory of Statistics*, 1904)学来的,该书是统计学最早的教科书之一,实际上对此悖论作了详细的讨论。事实是:给定人群中所持有的两个变量之间的任何关联——$\mathrm{Prob}(A/B) = \mathrm{Prob}(A)$; $\mathrm{Prob}(A/B) > \mathrm{Prob}(A)$; $\mathrm{Prob}(A/B) < \mathrm{Prob}(A)$,通过发现与这两个变量都相关的第三个变量,就能在子人群中将其推翻。

在吸烟—心脏病的例子中,第三个因素就是上面提到的结果预防因素。这只是一个概率。萨尔蒙[9] 曾提出不同的例子来表明原因未必增大结果出现的概率。他的例子也引发了辛普森悖论,只是在他的例子中原因与否定因素存在(presence)无关,而与更肯定的因素缺乏(absence)有关。

萨尔蒙考虑了两种放射性物质:铀 238 和钋 214。我们随机抽取一种或者另一种物质放在盖革计数器(Geiger counter)前面一段时间。钋的半衰期很短,所设计的大量计数的概率是 0.9;对于长寿命的铀,概率是 0.1。在这种情况下,随机选择两种物质中的一种,计数的总概率是 $\frac{1}{2}(0.9)$

$+\frac{1}{2}(0.1)=0.5$。因此当铀存在时，盖革计数器计数的条件概率小于非条件概率。但是当抽取铀且盖革计数器大量计数时，正是铀引起了概率的减少。本例中铀减少了结果发生的概率。但这只是因为铀存在时，更有效的钋不存在。

我所知道的导致结果概率增大的所有计数器例子，都以相同的方式运行。在所有的例子中，原因也因为同样的缘故不能增大其结果概率：在描述的情况中，原因与许多影响结果的其他因果因素相关联。这就表明被陈述的条件太简单了。原因必定增大结果概率，但仅仅是在这种关联不存在的情况下发生。

一个特定的因素与其他因果因素不相关联的最普遍的情况是，所有其他因果因素被固定，也就是相对于其他因果因素都相似的情况。在锻炼的人群中，吸烟与锻炼无关；在不锻炼的人群中，也是如此。那么，我假定因果律和关联规律之间的正确关系如下：

> "C 导致 E"，当且仅当任何关于 E 的因果关系相类似的情况下 C 都增加 E 的概率。

卡尔纳普（Carnap）对状态描述（state description）的观点[10]能用于挑选出因果关系相似的情况。E 的因果因素的全集就是所有 C_i 的集合，要么 $C_i \hookrightarrow +E$，要么 $C_i \hookrightarrow \neg E$（简写为 $C_i \hookrightarrow \pm E$）。由包括 C 就完备（不包括 C 但包括所有其他 C_i）的集合中的因素构成的每一组可能的排列都选出了一个除 C 之外的所有因果因素都类似的群。每一个这样的排列都为包含了所有可选因果因素的集合 $\{C_i\}$（i 从 1 到 n）上的 2^n 个状态描述 $K_j = \Lambda \pm C_i$ 之一。这些正是概率说明一切因果律的情况。我将会把它们作为检验规律 $C \hookrightarrow E$ 的情形。

用符号表示关联规律和因果律之间的关系是：

> CC：$C \hookrightarrow E$ 当且仅当集合 $\{C_i\}$ 上的所有的状态描述 K_j 都满足
>
> $\text{Prob}(E/C.K_j) > \text{Prob}(E/K_j)$，其中，$\{C_i\}$ 满足
>
> (i) $C_i \in \{C_i\} \Rightarrow C_i \hookrightarrow \pm E$

(ii) $C \notin \{C_i\}$

(iii) $\forall D(D \hookrightarrow \pm E \Rightarrow D = C$ 或 $D \in \{C_i\})$

(iv) $C_i \in \{C_i\} \Rightarrow \neg(C \hookrightarrow C_i)$。

条件(iv) 用于确保从 C 到 E 的因果链上,状态描述不会固定任何因素。在后一节将对此作进一步的讨论。

显然,CC 没有提供对图式 $C \hookrightarrow E$ 的分析,因为确实是相同图式出现在等式的两端。但是它相互制约,以至于给定的因果律和关联规律的集合不能任意结合。我相信 CC 提供了因果律和关联规律之间最强有力的连接。

1.1.1 科学说明的两个优点

亨普尔(C. G. Hempel)关于归纳统计说明[11]的最初论述有两个至关重要的特点,这两个特点在以后的论述中(特别是在萨尔蒙的论述中)被放弃:(1)一个说明性因素必须增加待说明事实的概率;(2)一个好的说明是一个客观的、与人无关的说明。这两个特征在我看来都是对的。如果我们将因果律用于说明,我们就能够保留这两个要求,仍然认为被假定反对它们的情况是好的说明。

(i) 亨普尔坚信,说明性因素增加它所说明的现象的概率。这完全是个似是而非的要求,尽管有一种说明,但它并不适用。在某种意义上,说明一种现象就是将其定位于一个名义上的模式。目的是展示与现象相关的所有规律;无论现象在这些规律下的概率是高是低,都与该目的无关。尽管这看起来像是杰弗里(Richard Jeffrey)在其题为“统计说明与统计推理”(Statistical Explanation vs. Statistical Inference)[12]的论文中描述的那种说明,但还不是亨普尔的其他评论家们所认为的那种说明。例如萨尔蒙毫无疑问是关心因果说明的。[13]即使是对因果说明,萨尔蒙认为说明性因素会减少被说明因素的概率。他用上面描述的铀一钚的例子支持这一观点。

然而,把铀计数视为盖革计数器计数的良好说明的,并不是萨尔蒙引用的概率规律[Prob(计数/铀) < Prob(计数)],而是因果律——“铀导致放射性”。作为需要,当每一检验情况出现时,放射性衰变概率增加。有钋和没钋的情况下增加铀,都会出现更高水平的放射性。萨尔蒙看到了概率的减少,是因为他进入了一个原因不相似的人群。

坚持整个检验情况下概率的增加，不仅吸取了萨尔蒙引用的好的说明，也消除了一些萨尔蒙必定承认的不好的说明。比如，让我们考虑一个就关联规律而言在结构上与萨尔蒙的铀例子相似的例子，即在我的花园喷洒脱叶剂以根除毒常春藤。脱叶剂罐子上说明喷洒药物90%有效；也就是说，即使喷洒了脱叶剂，植物死亡的概率为0.9，存活的概率为0.1。与铀例子的不同之处在于，通过喷洒落叶剂只说明了可能发生的结果，而没有解释可能不发生的结果。人们用强有力的脱叶剂能够说明为什么一些植物死掉，但不能说明为什么一些植物存活。[14]

区别就在于因果律。在有利的例子中，铀产生高放射性和产生低放射性都是对的。这在关联规律中已经被证实。固定给定级别衰变的其他因果因素，不论高低，增加铀比不增加铀更可能达到那个级别。在不利的例子中则不然。喷洒脱叶剂导致植物死亡是对的，但是喷洒导致存活则不对。固定死亡的其他原因，喷洒脱叶剂将增加植物死亡的概率；但是固定存活的其他原因，喷洒脱叶剂将会减少而不是增加植物存活的机会。

(ii) 所有这些说明都诉诸因果律。像亨普尔、萨尔蒙或者萨普斯一样，将说明诉诸关联规律的说法会被参考系问题所困扰。在两个因素之间存在一些优先的统计关系的情况下，所有的理由都允许其中一个因素说明另一个。（对亨普尔而言，第一个因素作用于第二个因素的概率一定高；对于萨普斯而言，这个概率一定比没有第二种因素时更高；萨尔蒙则仅仅要求概率不同。）但是无论设计的统计关系获得与否，都依赖于选择参照哪个参考系，或者依赖于对背景情形做什么样的描述。相对于随机选择铀或钋时的描述，有铀时大量计数的概率要比没铀时低。相对于钋和所有其他放射性物质都不存在时的描述，有铀时的概率则更高。

萨尔蒙把需要说明的描述作为优先描述以解决这个问题。这使得说明成为一个主观事务，铀是否能说明计数要么依赖于提问者手头有什么信息，要么依赖于他对什么描述感兴趣。但是亨普尔要作的说明决不是主观的。在我们的世界中，什么说明什么依赖于规律和事实，而且不能通过变更兴趣或者关注点来调整。

因果律所作的说明满足这个要求。因果律孰对孰错，并不是一个客观问题。认可的某种统计关系必须获得，原因一定增加结果的概率。但不会出现参考系问题。我们应该如何详细地描述获取这种关系的情形呢？我们必须包括所有其他仅与因果相关的特征。我们有什么兴趣或者关注什么信

息,都是不相关的。

我在这里不会提供一个因果说明模型,但随后肯定会出现针对我的理论的反对意见。要特别注意的是,遵循一个因果律(加上适当的初始条件)对于说明现象既不必要也不充分。

不充分是因为单个现象可能在各种因果律的范围中,而且在许多情况下都会提出一个合理的问题:"到底是这些因果因素中的哪一个导致了这种情况下的结果?"不管怎样,这个问题对于用因果律作出的说明并不过分。亨普尔的归纳统计模型和萨尔蒙的统计相关说法都要求,一个"完整的"说明必须不加选择地引用所有可能相关的因素,以此回避这个问题。

相反,按照单个因果陈述是过渡性的这种似真的假设,说明不必遵循因果律。这是由于(正如 *CC* 所讲的)因果律不是过渡性的。因此一个现象可以通过一系列干预步骤连接到一个因素上并由它说明,每一步骤都遵循一个因果律,而没有任何因果律连接说明本身与待说明的现象。

1.1.2 细节和难点

在第 1.2 节开始之前,我们应该注意一些细节,容忍一些缺点。

(a) *条件*(iv)。条件(iv)被增加到上述刻画中以避免谈及单个因果事实。$C \hookrightarrow E$ 的检验情形就是要在 E 的所有因果因素中挑选一个(假定的、无限的)群,群中的每个个体都类似,但不包括那种场合中由 C 本身引起的个体。检验情形不应该固定从 C 到 E 的因果链上的因素。如果固定了,那么在所有必需的中间步骤出现的群中,概率将被误认为是高的;在它们不出现的群中,概率将被误认为是低的。条件 (iv)用来把 C 本身引起的因素从检验情形的描述中消除。不幸的是,它太强了,因为条件(iv)所消除的可能是 C 引起的任何因素,甚至包括特定场合下那些由其他原因所致的因素。除了介绍单个因果事实之外,我仍然认为(iv)是处理这个问题的最好方法,并且目前我让它维持成立。

(b) *相互作用*。有人会问:"是否可能在所有固定原因的情况中不发生 $\mathrm{Prob}(E/C) > \mathrm{Prob}(E)$,而 C 却不是 E 的原因呢?"我不知道。我想像不出发生这种情况的令人信服的例子,但这几乎算不上答案。不过可以考虑一个例子,就是伪关联问题(有时被称为"共同结果问题")。如果两个因素 E_1 和 E_2 都是第三个因素 C 的结果,那么,第一种因素在第二种因素出现时的概率比其他情况下的概率更大,这种情况将会经常发生。然而我们不想

断言 $E_1 \hookrightarrow E_2$。无论如何，根据原则 CC，无论 C 存在与否，$E_1 \hookrightarrow E_2$ 成立仅当 $\text{Prob}(E_1/E_2) > \text{Prob}(E_1)$ 成立。但是，E_1 和 E_2 是 C 的共同结果的说法并不保证两者之中任一项的增加。

同样有人可能担心其他方面。在每一种有固定原因的情况下，原因必定增加其结果的概率吗？有没有可能在某些情况下但并非全部情况下不增加？我不这样认为。无论什么时候原因不能增加其结果的概率，肯定是有理由的。可能有两种理由。第一，原因可能与其他因果因素有关。这种理由已经考虑到了。第二，原因之间可能发生了相互作用。两个因果因素如果在组合中相互作用，它们就像是单个因果因素作用，其结果不同于两个因素中任一个单独作用。例如，吸收酸性有毒物质可以引起死亡，吸收碱性有毒物质也可能导致死亡。但是两种都吸收可能对生存根本没影响。

这种情况下，看上去有三种因果事实：(1)吸收酸性有毒物质而没有吸收碱性有毒物质引起死亡；(2)吸收碱性有毒物质而没有吸收酸性有毒物质引起死亡；(3)既吸收碱性有毒物质又吸收酸性有毒物质没有导致死亡。这三个一般事实都符合 CC。

用这种方式处理相互作用看上去分析得过于琐碎，任何事情都可算作是一个原因。可将任何偶然发生的因素贯穿于因果环境的变化中。我们可以在概率增加的那些情况下个别地考察它，不把它算作原因，而在概率不增加的那些情况下认为它处于相互作用中吗？不，不能保证总是可以这样做。因为相互作用总是与其他因果因素相互作用，而且不是总能找到其他因素或者因素的集合，而那正是当 E 在该论题因素上的概率减少时获取的，它本身满足与其他因果因素相关的原则 CC。[15] 显然，关于相互作用已经说得相当多了；但是这个事实至少使它们能被充分处理的希望变得很合理，而且在所有因果情况下概率增加的要求不是太强。

(c) 0 概率、1 概率和阈效应。原则 CC 不允许 $C \hookrightarrow E$，甚至不管 C 发生与否都有一组使其结果 E 概率为 1 的其他因素。因此 CC 应该被补充为：

$$C \hookrightarrow E \text{ 当且仅当} (\forall_j)\{\text{Prob}(E/C.K_j) > \text{Prob}(E/K_j) \text{ 或 } \text{Prob}(E/K_j) = 1 = \text{Prob}(E/C.\ K_j)\} \text{ 且} (\exists_j)\{\text{Prob}(E/K_j) \neq 1\}。$$

第二个联言式的结果是，普遍发生的事情有可能不是因果律的结果。

"或"将使一切都可看作是普遍事实的原因。

也不存在处理阈效应(如果有这种效应的话)的自然的方法。如果某些现象的概率可以提升得这么高,以致再也不能提得更高,在这种状况下,处理方法就无法找到它的真正的原因。

(d) 时间和因果关系。*CC* 没有提及时间。性质可以以时间为指数;在时刻 t 服用阿斯匹林导致时刻 $t+\Delta t$ 时的缓解,但是,指数的有序化对条件不起任何作用。时间的改变经常被引入原因的统计分析,以保证必要的不对称性。例如,有人把条件概率的增加作为它们的基础。但是因果箭头是不对称的,尽管条件概率的增加是对称的:$\text{Prob}(E/C) > \text{Prob}(E)$ 当且仅当 $\text{Prob}(C/E) > \text{Prob}(C)$。这个问题没有对 *CC* 提出,因为 E 的可选择的因果因素集合不同于 C 的可选择的因果因素集合。我的说法提出了一个逆向的因果关系(backwards causation)问题,这是它的一个好处。我们也许无法找到一个有说服力的例子,但如果发生一种情况,后一种因素在所有检验情形下都增加了前一种因素的概率,那么最好把它作为一种原因。

1.2 决策理论中的概率

标准的决策理论(decision theory)需要两种信息:(1)目标和策略的各种组合是否恰当;(2)获得特定目标的各种策略是否有效。第一个是效用的问题,我不作讨论。第二个是效果的问题,它通常表现为概率问题。我们需要知道什么大体上可以概括为"如果遵循策略就能实现目标的概率"。通常以条件概率来度量效果,根据这个习惯,我们定义

$$!S \text{ 是 } G \text{ 的有效策略当且仅当 } \text{Prob}(G/S) > \text{Prob}(G)\text{。}$$

这里我用了格赖斯(H. P. Grice)[16]提出的不稳定状态符号!(volative mood marker !),读作"令它成为……的情况"。我将用 S 表示策略状态。例如,如果我们想要知道脱叶剂是否能有效杀死毒常春藤,对应的策略状态是"给毒常春藤喷洒脱叶剂"。在以上陈述中,只要喷洒了脱叶剂的植物的死亡概率大于没有喷洒脱叶剂的植物的死亡概率,脱叶剂就是有效的。该陈述中,有效策略和无效策略的区别完全取决于得到什么样的关联规律。

但是,吉伯德(Allan Gibbard)和哈珀(William Harper)[17]提出了一个事实,条件概率不按这种方式作用。哈珀和吉伯德指出,条件概率的增加可能

是欺骗性的,而且伪关联不是行为基础。他们自己的例子有点复杂,因为他们特别提到杰弗里不直接针对这一点的学说。我们可以用已经介绍过的TIAA例子加以说明。购买TIAA保单的人长寿的概率比其他人高。但是,正如那封信中所说,为了延长一个人的寿命期望而去买TIAA是一个毫无价值的策略。

决策理论中的伪关联问题自然导致反事实句(counterfactuals)的引入。我们不关心受保于TIAA的人中有多少人长寿,而只关心若某人受保于TIAA时此人将长寿的概率。这就暗示了,它需要我们去估算反事实句的概率,而我们只有初步的语义学(通过可能世界的测量手段)[18]却没有方法论,更不用说方法论为什么适用于语义学了。怎样检验反事实句概率的陈述呢?我们没有答案,更不用说符合初期语义学的答案。要是有一种有效性的测量方法就更好了,这种方法只需在现实世界中以标准的方式检验事件的概率。这就是我将要讲的。

吉伯德和哈珀的伪关联归因于联合原因的例子,是一个普遍问题的特例。我们看到,在公认的原因与其他因果因素相关联的情况下,条件概率不会被看作原因标记。更确切地说,同样的问题源于有效性。无论相关性得到认可的原因是什么,在任何策略状态与相关于目标状态的其他因素相关联的群中,条件概率并不能很好地度量有效性。在因果多变的情况下,条件概率的增加不是有效性的标记。因此有必要对处理策略的检验情形设定相同的限制,而这些策略本来是用于处理原因的:

在情形 L 中,$!S$ 是获取 G 的有效策略当且仅当
$\mathrm{Prob}(G/S.K_L) > \mathrm{Prob}(G/K_L)$。

这里,K_L 是在 L 中真的状态描述,L 取自除 S 以外的 G 的因果因素的整个集合 $\{C_i\}$。但是 L 不固定于唯一的状态描述。例如,L 可以是决定我吸烟与否的情形,而且在决定的时候,并没有决定我是否是个锻炼者。在那种情况下,我们应该比较的不是实际值 $\mathrm{Prob}(G/S.K_L)$ 和 $\mathrm{Prob}(G/K_L)$,而是它们的期望值:

SC: $!S$ 是 L 中获得 G 的有效策略当且仅当

$$\sum_j \mathrm{Prob}(G/S.K_j)\mathrm{Prob}(K_j) > \sum_j \mathrm{Prob}(G/K_j)\mathrm{Prob}(K_j)$$

其中，j 取值于与 L 一致的所有 K_j。[19]

这个计算策略有效性的公式有几个特征：(1) 它是一个概率度量函数，Prob 由现实世界的关联规律给出，因此通过统计学推理的标准方法可以计算出来；(2) 必要情况下可约化成条件概率；(3) 它恢复了原因和策略之间的自然连接。

(1) SC 避免了反事实句的概率。这里为构建反事实句概率的语义学而提出的论点的含义将在第 1.2.2 节指出。

(2) 条件概率的问题出现在像 TIAA 这样的例子中，在这些例子中，被建议的策略和正在谈论的目标的（其他）因果因素之间存在着关联。当不存在这种关联时，应该使用条件概率。这立即得出：当 S 和其他因果因素之间没有关联时，$\mathrm{Prob}(K_j/S) = \mathrm{Prob}(K_j)$；因此在情形 L 下，SC 的左边约化成 $\mathrm{Prob}(G/S)$，右边约化成 $\mathrm{Prob}(G)$。

(3) 存在着在原因和策略之间应该维持的一个自然连接。如果想要达到目标，为目标引入一个原因（在预先使用的意义上讲）是个不错的策略。一旦认定条件概率增加是因果关系的确定表现，并且认定条件概率是有效性的正确度量，那么连接就理所当然了。第 1.1 节反对把因果关系简单化观点的论证打破了这种连接，但 SC 又重新将其建立了起来，因为从 CC 和 SC 的组合中很容易看出，如果 $X \hookrightarrow G$ 正确，那么 $!X$ 在任何情况下都是 G 的有效策略。

1.2.1　因果律和有效策略

尽管 SC 连接着原因和策略，但并非是这种连接支持独特的因果律（*sui generic* causal laws）的客观性。正如我们看到的，一个人能够维持原因和策略之间的连接，而且仍旧希望通过简单的条件概率处理这两种观点以消除因果律。需要用因果律刻画有效性的原因在于，它们选择了条件的正确属性。用来刻画有效策略的 K_j 必须在且只能在 G 的因果因素范围内。

从第 1.1 节的例子中很容易看到为什么 K_j 一定包含所有的因果因素。如果遗漏了任何因果因素，像吸烟—心脏病之类的情况就可能会出现。如果锻炼不在 K_j 固定的因果因素之内，吸烟引起心脏病的条件概率可能会低

于 K_j 中的条件概率，而且还会错误地将吸烟作为防止心脏病的有效策略。

K_j 不包括过多的因果因素也相当重要。$\{K_j\}$ 划分了各种可能情况的空间。划分过细与划分不足同样糟糕。不恰当的划分能够让真实的原因看起来不相关，或者使得不相关的因素看起来像是原因。辛普森悖论的早期讨论表明，这在结构上是可能的。两个因素 C 和 E 之间的任何关联，都能够通过找到皆以正确的方式与两者相关联的第三个因素而被反转。当第三个因素是一个因果因素时，越详细的分类越适合用来判断 C 和 E 之间的因果关系。在这些情况中，无论第三个因素对 E 产生什么样的影响，在比较对 C 与 $\neg C$ 的结果时都是固定的。但是当第三个因素与 E 因果不相关时——即当它对 E 没有影响时——没有理由让它固定，而且固定它对原因和策略都会产生错误的判断。

我将以一个现实生活中的例子加以说明。[20]伯克利研究生院被控告在入学政策上歧视妇女，因此引发了一个问题："因为是女人而被伯克利拒绝的吗?"指控通过概率而被证实：录取男人的概率要比录取女人的概率高得多。比克尔(Bickel)、哈梅尔(Hammel)和奥康奈尔(O'Connell)[21]很仔细地研究了数据，却发现：如果按系划分的话，就不再正确了。85 个系中的大多数录取妇女的概率与录取男人的概率几乎相同；在一些系中，录取妇女的概率甚至超过男人。这是辛普森悖论的范例。比克尔、哈梅尔和奥康奈尔指出，妇女总是趋向于申请高拒绝率的系，由此可见关联的颠倒是非。对一个系而言，妇女被录取的比率与男人是一样的，但在整个大学，被录取的妇女的比率相当小。

这个分析看上去好像使伯克利免于歧视的控诉，但仅仅是由划分变量的选择所致。与之相比，如果作者将申请者按照与她们不相关的滚轴滑冰能力来划分，就完全起不到辩护作用了。[22]为什么会这样呢?

两者之间的区别在于前件因果知识。我们知道，申请进入一个热门的系(申请者远比招生数多)正是导致被拒绝的原因。但是没有更多的细节，我们就不准备接受因为擅长滚轴溜冰而被伯克利研究生院拒之门外的原则，我们会作进一步的因果判断。如果当一个原因变量被固定时，拒绝妇女入学的概率不增加，那么受到入学歧视的假说就不存在了；但是，如果这种消除仅发生在一些与原因无关的变量被固定时，情况就不是那样了。

伯克利的例子阐明了一种一般的观点：只有靠因果相关的变量划分，才能对评价因果律起作用。如果因果不相关的划分对概率改变起作用的话，

几乎任何正确的因果律都能被推翻。因为此时可以在某个地方找到第三个变量,这个变量以正确的方式相连接,并使需要的因果联系完全颠倒。

1.2.2 在使用"真正的概率"与使用反事实句之间作出选择的理由

有人可能反驳:一旦所有的因果相关因素被固定,依据因果无关的因素所作的细划分是无害的。与关于滚轴溜冰者与录取率的评论中所说的相反,进一步划分不改变概率。真正的概率(true probabilities)与可观察的相对频率是有区别的。不可否认,总可以找到不相关的第三个变量,它基于对有限数据的估计,正好以辛普森悖论需要的方式与原因和结果相关联。但是我这里关心的不是有限频率,也不是对它们的估计,而是真正的概率。你从有限数据中误读了真正的概率,并且认为关联存在于它们其实不存在的地方。

为了使这种反驳成功,需要说明真正概率的思想,而且该说明必须使得根据预先分析认为非因果因素所作的划分不会导致不同概率这个观点看似可信。强调最好的估计常常不同于真正的概率这个普通观点是不够的,另外有理由认为,任何一种太细的划分似乎会产生难以置信的因果假说,这种事例是随处可见的。这并不是一个容易的任务,因为很难根据经验把归类于"假"的关联从其他应被归类于"真"的关联中区分开来。错误的或者是"假"的关联有时能通过任何严格的统计检验,而我们本来希望将这种统计检验作为从有限数据得到概率的普遍要求。例如,我们希望它们无论是在时间上还是在随机选择的样本上都是稳定的。

坚持认为这些稳定的频率不是真正的概率,就要放弃很多经验主义的纲要。最初,这个纲要有两个假定。第一,概率的观点仅仅以稳定的频率为基础。有限集相对于无限集的问题是个颇有争议的问题,但至少有一点非常确定:获得什么概率决不在认识论或者形而上学上依赖于作了什么因果假定。第二,因果陈述能够完全约化成概率陈述,尽管可能需要进一步的经验事实来确保必要的非对称性。

我反对的是这两个假定中的第二个。我们需要先前的因果认知与概率一起去推断新的因果律。但是我认为没有任何理由放弃第一个,如果放弃将会是个错误。概率比因果推理有更多其他的用途,最好将两者尽可能地分开。皮尔逊(Karl Pearson)在《科学的规范》(*Grammar of Science*)中认为,概率应该是理论自由的。我同意这个观点。然而,如果有人希望从一开始

就将因果关系和概率混合在一起，那么我这里给出的论证至少显示出这些“真正的概率”一定会遇到的约束。

类似评论应用于反事实句的分析中。一种流行的反事实句分析具有以下形式：

L 中，!S 是对 G 的有效策略当且仅当 $\text{Prob}(S\Box\!\!\rightarrow G/L) > \text{Prob}(\neg S\Box\!\!\rightarrow G/L)$[23]

反事实句和因果律方法一致，仅当

$$A:\ \text{Prob}(\alpha\Box\!\!\rightarrow G/X) = \text{Prob}(G/\alpha.K_x)$$

其中 K_x 是与 X 一致的最大的因果描述（不包括 α）。假设这些论证是正确的，条件 A 为任何反事实句和概率的令人满意的语义学提供了一个充分的判据。

1.3 为何一些世界不能成为休谟世界[24]

因果律的批评家会问，它们有什么区别？回答这个问题的一个简洁方式就是考虑每个世界相对应的休谟世界——一个关联规律、时间关系、甚至一系列事件都发生于其中的世界。具有因果律的世界与相应的休谟世界有何不同呢？我已经说过，两个世界的策略不同。

这里我想强调一个比较次要的观点。人们可能不会注意到：不是所有的世界都能通过褪去其因果律而转化成休谟世界的。即使有与因果律和关联规律相关的早期条件，很多世界仍与休谟世界无关。事实上，没有任何世界能变成休谟世界，即使其关联规律提供任何相关性。这方面有很多范例。假定一个给定的世界对特种现象 E 没有任何因果律。早期条件告诉我们，在最大的因果相似的子群中寻找增加 E 的概率的因素，以检验 E 的原因。但是在休谟世界中没有原因，因此在所有的因果因素中每个子群都是相似的，而且最大的相似群就是整个群。因此，如果有 C 使得 $\text{Prob}(E/C) > \text{Prob}(E)$，则“$C$ 导致 E”将是正确的，而这个世界最终也不是休谟世界。

显然，关联规律不足以说明因果律。很容易构建一些例子，这些例子有 P 和 Q 两个属性，能够被用于划分群。在划分成 P 和$\neg P$的情况下，C 增加 E 在

两个子群中的条件概率；但是如果划分成 Q 和 $\neg Q$，$\mathrm{Prob}(E/C)=\mathrm{Prob}(E)$。因此相对于“$P$ 导致 E，而 Q 没有导致 E”的假定而言，“C 导致 E”是正确的；而 $Q \hookrightarrow E$ 和 $P \not\hookrightarrow E$ 相对于假定是错误的。这就隐含着，对一个给定的关联规律的集合，任何因果律的集合都是一样。一旦一些因果律被设定，其他的就会自动跟上，但是任何起点都与其他的一样好。这个暗示是错误的。有时，关联规律不足以说明因果律，但并非总是如此。一些关联规律仅仅与一组因果律相容。一般情况下关联规律不导致因果律，但在特例中会导致因果律。这里有一个例子。

考虑一个世界，其关联规律有三个属性 A、B 和 C；并假定关联规律体现为：

(1) $\mathrm{Prob}(C/A) > \mathrm{Prob}(C)$

(2) $\mathrm{Prob}(C/B\ \&\ A) > \mathrm{Prob}(C/A)$； $\mathrm{Prob}(C/B\ \&\ \neg A) > \mathrm{Prob}(C/\neg A)$

(3) $\mathrm{Prob}(C/B) = \mathrm{Prob}(C)$

在这个世界里，$B \hookrightarrow C$。概率可能是图 1.1 所给出的。从概率事实 (1)、(2) 和 (3) 中，可能推断出 A 和 B 都与 C 因果相关。假定 $B \hookrightarrow \pm C$，那么由 (1) 可得 $A \hookrightarrow C$，因为整个群对于 C 是因果相似的（不包含 A），从而可看作是 A 在 C 上的结果的检验群。但是如果 $A \hookrightarrow C$，那么由 (2) 可得 $B \hookrightarrow \pm C$。但是从 (3) 可知，这是不可能的，除非 A 也与 C 要么正相关，要么负相关。在图 1.1 描述的特例中，A 和 B 都与 C 相关。

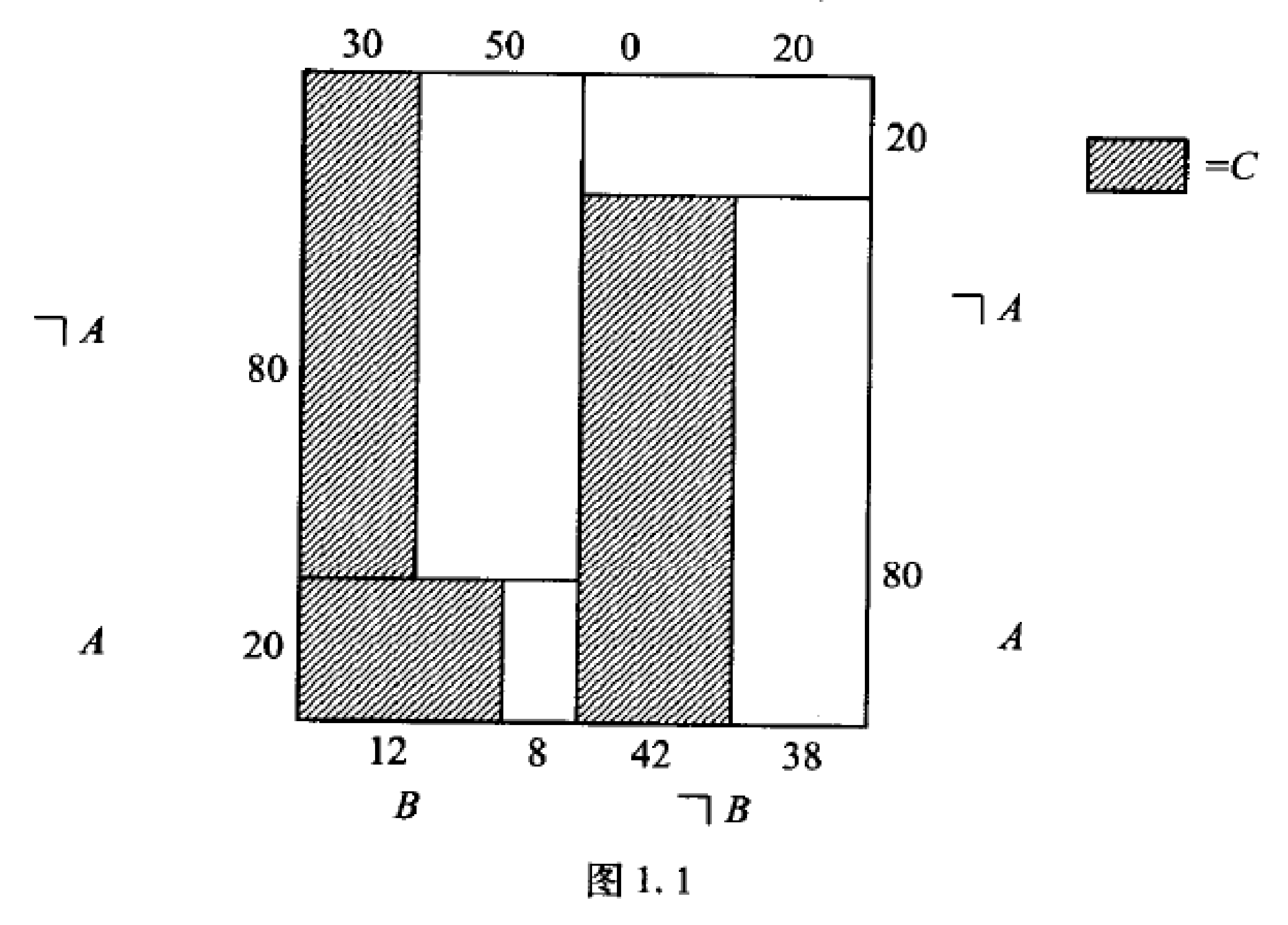


图 1.1

这种例子可能给休谟主义者一些安慰。休谟主义者经常反对因果律，因为他们没有通向因果律的独立的通路。他们认为自己能够决定关联规律，但是他们想像他们从来不曾具有初始的因果信息以开始应用条件 C。如果他们幸运，这个初始信息可能不是必要的。或许他们生活在一个非休谟世界中，然而，它也许是一个能从关联规律推导因果律的世界。

1.4 结论

在第 1.1 节的因果条件和第 1.2 节的有效性测量中都曾提及的那个量 $\mathrm{Prob}(E/C.K_j)$，被统计学家称为固定 K_j 时 C 导致 E 的部分条件概率，所使用的方法与我这里使用的方法相似。它为原因的回归分析奠定了基础，而且被萨普斯和萨尔蒙用来处理联合结果的问题。在决策理论中，公式 SC 与斯克姆斯（Brian Skyrms）巧妙解决纽科姆悖论（Newcomb's paradox）时建议的公式在结构上相同，并在《因果必然性》（*Causal Necessity*）[25] 中作了进一步阐述。对这里出现的部分条件概率有特别意义的是，它们拥有全部仅有的因果因素。

$\{K_j\}$ 划分的选择，是在 SC 中提出的有效性测量的关键特征。这就是：(a)什么使得该公式在简单的条件概率失败的情况中管用；(b)如果你希望将好的策略从坏的策略中分离出来，什么使得承认因果律很必要。划分的方法至关紧要。一般来讲，如果你按照不同方式划分，你就从 SC 中得到不同的结果。考虑同一个空间的两种不同的划分 $K_1,\cdots,K_n$ 和 $I_1,\cdots,I_s$，两者彼此交叉——K_i 是不相交的、无遗漏的，I_j 也一样。那么，很容易产生基于域$(\pm G,\ \pm C,\ \pm K_i,\ \pm I_j)$上的测度，诸如

$$\sum_{j=1}^{n}\mathrm{Prob}(G/C.K_j)\mathrm{Prob}(K_j)\neq\sum_{j=1}^{n}\mathrm{Prob}(G/C.I_j)\mathrm{Prob}(I_j)。$$

因此，使用什么划分对于策略是否有效很重要。正确的划分——根据客观事实来判断策略是否有效——由因果律来决定。用其他因素划分将得到其他结果；而且如果不承认因果律，就没有通用的程序来挑选正确因素。策略的客观性，需要因果律的客观性。

第 2 章　真理并没有说明更多

2.0　引言

科学理论不仅必须告诉我们自然界中什么是真的，还要告诉我们如何说明。我要强调的是，两者具有完全不同的功能，应该区别对待，但两者经常被混淆。后者通常被看作是前者的副产品。科学理论被认为通过描述实在来说明。一旦作了描述，科学的任务就完成了。这就是所有要做的。描述自然界——揭示其规律、基本量的值以及质量分布——实际上在于我们如何去说明它。

我将论证这是一个错误，一个由说明的覆盖律模型孕育出来的错误。覆盖律模型认为我们所需要知道的是自然律——和一点逻辑，或许一点概率理论——然后，我们知道哪些因素能说明其他哪些因素。例如，在最简单的演绎-律则模型[1]（简称 D－N 模型）中，覆盖律模型认为，一个因素说明另一个因素只能是在一种情况下（即按照自然律），第二个因素的出现能够从第一个因素的出现中演绎出来。

D－N 模型只是一个例子。从这里我所讲的相关意义上来说，最近科学哲学中提到的大多数说明模型都是覆盖律模型。这不仅包括亨普尔自己的归纳统计模型[2]，还包括萨普斯的因果关系概率模型（probabilistic model of causation）[3]，萨尔蒙的统计相关模型（statistical relevance model）[4]，甚至包括汉森（Bengt Hanson）的语境模型（contextualistic model）。[5] 所有这些观点都依赖于自然律，也只依赖于自然律，来挑选哪一些因素我们能用于说明中。

很多批评指向了亨普尔最初的覆盖律模型。大多数批评反对这些模型覆盖得太多。在亨普尔的观点中，我们似乎能够用服用避孕药来说明亨利不能怀孕，用降低的气压来说明暴风雨。而我的反对则正好相反，覆盖律模型覆盖得太少了。使用覆盖律模型，我们几乎不能够说明任何事情，甚至是我们最自豪的事情——像遗传基因特征中 DNA 的角色，或者是阳光通过雨滴折射形成彩虹。我将会讨论，我们不能使用覆盖律模型说明这些现象，因为我们没有覆盖它们的定律。覆盖律是罕见的。

很多现象具有完美的科学说明,却不被任何定律所覆盖,即没有真正的定律。它们至多被其他情况相同概括(*ceteris paribus* generalizations)覆盖——仅在特定条件(通常是理想条件)下才成立。该词字面翻译是"其他情况相同",但是更倾向于将"其他情况相同"理解为"其他情况均合适"。

有时我们好像可以不把它当回事。在我们的思想背后有一个其他情况相同定律的"替身":其他情况相同定律是真定律,当我们想看到的定律不适用的时候它们能够代替出现,而且能够完成所有同样的功能,仅仅是不太好而已。但情况不会是这样。照字面意思理解,没有"其他情况相同"的修饰成分,其他情况相同概括就是错的。不仅是错的,而且被我们错误使用。在覆盖律的描述中,错误的定律没有说明任何事情。另一方面,有了其他情况相同的修饰成分,概括可能就正确了,但是它们只能覆盖那些条件合适的少数情况。对于大多数情况,要么我们有一个定律能覆盖却不能说明,因为公认它是错的;要么有一个定律不覆盖。任何一种情况,对于覆盖律图景而言都是糟糕的。

2.1 其他情况相同定律

第一次开始谈到覆盖律的罕见性时,我尽量概括我的观点,即"没有无例外的概括"。然后一个朋友问,"'所有男人都是人类'这句话怎么样?"她是对的。我过于关注物理学方程了。一个看似更为正确的观点就是"物理学中没有无例外的定量定律"。当然,不仅没有无例外的定律,而且众所周知,实际上,我们最好的候补定律也失败了。这就像波普尔主义者的论题(Popperian thesis)——*每个理论天生就要被反驳*。我们在物理学中所设想的每个理论,即使是在它最被坚信的时候,在特定、具体的情况中也是有缺陷的。我认为这对于物理学理论中的每个准确定量的定律也都是正确的。

但是,这不是我想强调的。一些定律被处理成好像它们是无例外的(至少是暂时的),而其他的就不是,即使它们"已写入书本"。斯涅耳定律(Snell's law)(关于光线的入射角和折射角关系的定律)就是后者很好的例子。在我参考的光学课本[Miles V. Klein,《光学》(*Optics*)][6] 中,它最早出现在第21页,不附带任何限定:

> *斯涅耳定律*:在不同介质的界面上,介质Ⅱ中(也)存在的折射光线,与入射光线位于同一平面,与法线成 θ_t 角,并且遵循斯涅耳定律。

$$\sin\theta/\sin\theta_t = n_2/n_1$$

其中 v_1 和 v_2 是光在两种介质中的传播速度，$n_1 = (c/v_1)$，$n_2 = (c/v_2)$ 是折射率。

仅在500页之后，当该定律被“光的电磁理论”导出时，我们发现，在第21页陈述的斯涅耳定律仅仅适用于光学属性各向同性的介质（在各向异性的介质中，“通常有两个传播的波”）。因此，正确的斯涅耳定律并不真是第21页陈述的，而是修正的斯涅耳定律：

修正的斯涅耳定律：对于光学上各向同性的任何两种介质，在介质的界面上，介质Ⅱ中存在的折射光线，与入射光线位于同一平面，与法线成 θ_t 角，有：

$$\sin\theta/\sin\theta_t = n_2/n_1$$

克莱因书中第21页陈述的斯涅耳定律就是一个其他情况相同定律的例子，这个定律仅在特定环境下成立——在这个例子中就是，介质都是各向同性的情况。很显然，不能按书面意思照搬克莱因在第21页的陈述。宽容地说，我们倾向于将修饰语“其他情况相同”放在前面限制它。但是“其他情况相同”的修饰成分做什么呢？着眼于覆盖律统计模型（亨普尔的I－S模型、或萨尔蒙的统计相关模型、或萨普斯的因果关系概率模型），我们可以认为，正如字面上显示的，未修正的斯涅耳定律不是一个普遍规律，而是某种统计规律。显然，这个候补定律是一个粗糙的统计规律：极大程度上，在介质界面上有一条折射光线……但是并非如此。因为多数介质在光学上都是各向异性的，而且在各向异性的介质中有两条光线。我认为没有更令人满意的选择了。如果其他情况相同定律成为真正的定律，就不存在通常用来鉴别的统计规律了。

2.2 当定律罕见时

当我们知道斯涅耳定律是错的，而且还有更精确的修正定律时，为什么还要将它留在书本上呢？显然有授课方法的理由，但是还有严肃的科学理由吗？我认为有，而且这些理由与说明的任务有关。辨析哪个因素在说明上与哪个有关，是科学之外的工作，并且凌驾于展示自然律之上。一旦知道了自然律，我们就必须决定哪种因素能够在说明中所引用。

其他情况相同定律做的一件事情就是表达我们的说明责任。它们表明了哪种说明是被允许的。我们从修正的斯涅耳定律中知道，在任何各向同性的介质中，折射角能根据方程 $\sin\theta/\sin\theta_t = n_2/n_1$ 由入射角来说明。将未修正的斯涅耳定律留在书本上意味着，即使是对于一些各向异性的介质也能给出同样的说明。源于理想情况的说明模式甚至能用于不太理想的情况，而且我们假定，通过重复光线如何在纯各向同性的情况下发生的现象，我们能够理解在近乎各向同性的介质中发生的事情。

这个假定很巧妙，它更符合我们将在第8章讲的说明的影像说法，而不是任何覆盖律模型。目前我仅仅想要指出它是一个假定，并且是一个超越我们对自然界事实认识的假定（先于"电磁理论"）。我们知道，在各向同性的介质中，折射角取决于方程 $\sin\theta/\sin\theta_t = n_2/n_1$ 中的入射角。我们决定使用同样的方式说明各向异性的介质中的两条折射光线的折射角。我们对该决定有很好的理由，在这种情况下，如果介质近乎各向同性，两条光线将非常近地靠在一起，而且与斯涅耳定律预言的折射角也很接近；或者我们相信物理过程的连续性。但是，这个决定仍不是被我们对自然律的认识所强制的。

显然，如果书上有斯涅耳定律的另一种修正，就意味着，在任何各向异性的介质中，折射角与斯涅耳定律所给出的完全不同，也就不能采用该决定。但是定律是罕见的，而且通常根本没有非理想状态条件下的定律。

覆盖律理论家就说明中使用其他情况相同定律讲了一个不同的说法。在他们看来，其他情况相同说明默认了来自于我们未知的真正定律的真正的覆盖律说明。当我们使用其他情况相同"定律"且我们知道它是错的时，覆盖律理论家认为我们正在赌真正的定律采用什么形式。例如，保留斯涅耳不合格的定律就是要赌各向异性介质的定律（在尚未知晓时）产生的值将"足够接近于"最初的斯涅耳定律给出的那些值。

这个说法有两个难点。第一个源于一种极端的形而上学的可能性，实际上我相信有这种情况。覆盖律理论家倾向于认为，自然界是井然有序的；在极端情况下，有一种规律覆盖每一种情况。我不这样认为。我设想自然界中的客体就像是社会中的人，它们的行为被一些特殊定律和少数普通原则所约束，但没有被具体规定，即使是统计学上的规定。在多数场合下发生的事情根本没有被定律所规定。这不是我所强调的形而上学图景。我的观点是，这种图景和选择一样看似有理。上帝可能写下了寥寥几条定律，就厌

倦了。我们不知道我们是在一个整齐有序的世界中还是在一个混乱不堪的世界中。但无论我们在哪个世界,给出说明的这种普通而又平常的行为应该是有意义的。

第二个难点对于覆盖律说明的省略版本来说更加乏味。省略的说明不是说明,它们充其量是说明的保证。认为出现在完备的、正确的 D－N 说明中的定律并不是我们理论中有的定律,也不是我们能够陈述的定律,更不要说检验了。这些情况下可以有覆盖律说明。但是这些说明不是我们的说明,而且这些未知的定律也不能成为我们用来描述近乎各向同性的介质"因为 $\sin\theta=k$ 所以 $\sin\theta_t\approx k(n_2/n_1)$"的基础。

那么,我们的基础是什么呢?我只断言它们不是什么:它们不是自然律。我们任何时候都知道的自然律不足以告诉我们哪个时候能做哪种说明。这需要作一个决定,而且正是覆盖律理论家打赌是否存在未知定律时所作的决定。我们可以相信这些未知定律,但是我们这样做没有通常的根据:它们未经检验过,也不是来源于一个较高水平的理论。我们相信它们的理由仅仅和我们采用相应的说明策略的理由一样好,而且不会更好。

2.3 当定律发生冲突时

我一直都认为没有足够的覆盖律。为什么呢?这个观点依赖于我们以前提到的科学图景。科学被分成各种不同的领域:流体力学、遗传学、激光理论……我们有关于各个领域发生什么的许多详细复杂的理论,但是没有关于交叉领域中发生什么的理论。

用图示描述,我们有定律如下:

其他情况相同,$(x)(S(x)\hookrightarrow I(x))$

和

其他情况相同,$(x)(A(x)\hookrightarrow\neg I(x))$。

例如,(其他情况相同)在水里加盐能减少烹调土豆的时间;将水带到高海拔处则增加烹调时间。如果说得更严密一些,我们可以将其提炼为,"海拔高度一定时,水里加盐可减少烹调时间;而保持盐的浓度不变,增加海拔高度则增加烹调时间";或者

$(x)(S(x)\ \&\ \neg A(x)\hookrightarrow I(x))$

和

$(x)(A(x)\ \&\ \neg S(x)\hookrightarrow I(x))$。

但是，这两者都未描述我们同时给水里加盐和带到高海拔处所发生的事情。

我们认为，这里发生的事情很可能有一个精确的答案，即使它不是我们普通人智慧的一部分。但情况并不总是这样，我在下一章中将详细讨论。大多数真实生活中的情况都包含一些原因组合，而且一般定律并不总能描述这些复杂情况。尽管量子理论和相对论都被高度发展、详细化和复杂化，我们仍然没有令人满意的相对论性量子力学理论。下一章将给出一个更为详细的例子：输运理论（transport theory）。大体结论就是：理论交叉的地方，定律通常很难得到。

2.4 当说明总能给出时

迄今为止，我们只讨论了一半情况。我已经说过，覆盖律是罕见的，其他情况相同定律不是真正的定律。不过仍旧要表明的一点是，其他情况相同定律有一个基本的说明功能。但是这很容易，因为我们的大多数说明都来自于其他情况相同定律的说明。

让我举个通俗例子加以说明。去年，我在花园种了山茶花。我知道山茶花喜欢肥沃的土地，因此我使用了混合肥料。另一方面，肥料可以保温，我还知道山茶花的根不能承受高温。因此，我不知道该怎么办。虽然我的山茶花得到了很好的照顾，但是当许多山茶花死掉时，我知道肯定出了什么问题。山茶花之所以死亡，是因为种在热的土壤里。

这的确是个合适的说明。当然，我不能绝对肯定这个说明是正确的。也可能是由于其他诸如缺氮或者是植物的遗传缺陷之类我没有注意到的因素，或者是根本就不会知道的与之相关的因素。但是这个不确定性（uncertainty）对于要说明的情况没什么特别之处。正是这个不确定性困扰了我们对事态的判断。我们必须考虑到疏漏，但尽管如此，因为我作了合理的努力消除了对山茶花的其他威胁，所以我们就可以确信这是合适的说明。

于是，我们对山茶花的死有了一个说明，但它不是基于任何真正的覆盖律的说明。没有定律说，山茶花种在既温暖又肥沃的土壤里就会死亡，像我的山茶花一样。正相反，它们并没有全部死亡，一些还很旺盛，之所以如此，可能正是因为土壤肥沃。我们可以认为，在覆盖律中，肯定有某种分化因素导致在肥沃又热的土壤里一种山茶花会死，而其他种山茶花会很旺盛。我不否认可能有这样一种覆盖律。我只不过在重复，给出这种通俗说明的能

力先于我们对那种定律的认识。在最后审判日，当知道了所有定律时，它们可能足以说明所有的现象。但是同时，我们给出了说明，而且告诉我们哪种说明是合理的，这是科学的任务。

实际上我想要强调一个更为有力的论点。只要可能，如果世界不是一个整齐的确定性系统，告诉我们如何说明的工作在完成科学的描述任务时仍旧是完备的。例如（我假定是个实际情况），设想一下，山茶花的事实是不可还原的统计事实，那么可能知道所有要知道的关于山茶花的一般律则事实——比如在我种植的山茶花中，62%死了，38%还活着。[7] 但仍旧不知道如何说明我的花园中所发生的事情。你仍旧必须去看《日落花园手册》（*Sunset Garden Book*）才会知道，土壤的热说明枯萎，肥沃说明植物的繁茂。

2.5 结论

大多数科学说明都使用其他情况相同定律。这些照字面意思解读为描述性陈述的定律，是错误的，甚至在使用的语境中也被认为是错误的。这并不奇怪：我们想要统一定律，但发生的事情可能是各种各样、变化多端的。我们很幸运能够将现象组织起来。没有理由认为组织得最好的原则就是正确的，也不能认为正确的原则就能组织大量现象。

第3章　物理学定律陈述了事实吗?

3.0　引言

有一种有关自然律的观点如此深人人心以至于没有自己的名字,即自然律描述关于实在的事实的观点。如果我们认为定律描述的事实存在或者最起码是得到的事实很像定律描述的那样,那么我们说定律是正确的,或者是暂时正确的,直到发现进一步的事实。我建议把这个观点称为定律的事实性观点(*facticity* view of laws)。[这个名字来自于佩里(John Perry)。]

将物理学的基本说明性定律看作理想化定律是一种惯例。麦克斯韦方程、薛定谔方程、广义相对论方程都是典范,是所有其他定律——化学定律、生物学定律、热力学定律、粒子物理学定律——都去模仿的典范。但是这个假定驳倒了定律的事实性观点,因为物理学的基本定律没有描述关于实在的真正事实。正如事实的描述所表现的,它们是错误的;要是改成正确的,它们就失去了基本的解释力。

为了理解这种观点,将生物学和物理学相对照将会有所帮助。斯马特(J. J. C. Smart)认为生物学没有自己真正的定律。[1] 它类似于工程学,对复杂系统(complex system)的任何一般性说明,诸如半导体或者活的有机体,都可能有例外。生物学概括或者工程学经验规则不是真正的定律,因为它们不是无例外的。许多人(尽管不是斯马特)因此而认为生物学是二流科学。如果这是好理由,物理学肯定也是二流科学。物理学定律不仅有例外,而且不像生物学定律,它们极大程度上不是正确的,甚至不是近似正确的。

我的出发点——"自然律描述关于实在的事实"——是一个乏味的观点,我认为任何科学实在论者都持有这种观点。它认为自然律描述各种客体的行为:它们在一段时间内怎样,或者在所有时间内怎样,甚至是(如果我们想要加一个必然性算符的前缀)它们必须怎样。重要的是,它们谈论客体——在我们的物质世界存在的真正的、具体的事物,如夸克、老鼠、基因等;而且它们告诉我们这些客体做什么。

生物学定律提供了很好的例子。例如,斯坦福的教材对脊椎动物的

概括：

> 美洲刀鱼(gymnotoid)是一种细长的鱼，有很长的尾鳍，就像是一把刀的刀刃，鱼头就是刀柄。它们身体笔直，通常通过摆动尾鳍缓慢游动。它们[大概"总是"或者"大部分"]在中美洲或者南美洲被发现……不像脂鲤，它们["通常"?]白天藏在河岸下或者河底，甚至将自己埋在沙子里，仅仅在晚上才出来。[2]

相比之下，物理学的基本定律不描述客体在它们的领域中做什么。如果我们试图用这种方式考虑它们，它们简直就是错的，不仅错而且也被维护它们的理论认为是错的。但是如果物理学的基本说明性定律不描述事物怎么样，这些定律还能干些什么？一旦我们放弃事实性，我就不知道要说什么了。费恩曼在《物理定律的特征》(*The Character of Physical Law*)中提出了一个想法，也是一个隐喻。费恩曼告诉我们："在自然现象之间存在…… 一种节律和模式，不是眼睛能清楚看到的，而只能分析得到；而且我们称为物理定律的，正是这些节律和模式…… "[3] 大多数哲学家对这些节律和模式如何运作想知道得更多。但是至少费恩曼没有声称他所研究的定律描述了事实。

我认为，物理学定律没有提供对实在的真实描述。这听起来像是一个反实在论学说。实际上它确是反实在论的，但是以这种方式描述该观点可能令人误解。因为在科学哲学中反实在论观点传统上有两种。范・弗拉森[4] 是两种反实在论观点中一种现代观点的倡导者。普特南(Hilary Putnam)[5] 是另一种观点的倡导者。范・弗拉森是一个老练的工具主义者，他为不可观察实体的存在而苦恼，或者更确切地说，是为我们相信它们基础的可靠性而苦恼；而且他还为被认为是支持实体如何作用的理论所声称的证据而苦恼。但是我没有与这些理论实体争执，目前我不关心我们如何知道它们做什么。困扰我的是，我们的说明性定律没告诉我们它们做什么。实际上，不告诉正是它们的说明性角色的一部分。

普特南在其内在实在论(internal realism)中也主张物理学定律不表示关于实在的事实。但只是因为没有什么能表示关于实在的事实，甚至连烤箱中烘烤面包的最普通声明也不能表示。如果有的话，普特南或许会认为现代物理学的基本方程做得最好，而这正是我所反对的观点。我认为，我们能够承认所有陈述都表征自然事实，包括从生物学或者工程学中学到的概

括。正是基本说明性定律没有正确地表征。普特南为意义、指称(reference)以及我们如何陷入文字怪圈而苦恼;而我则为事实和说明以及一方怎样排除另一方而苦恼。

3.1 原因合成的说明及事实与解释力的平衡

让我们从一个众所周知的物理学定律——万有引力定律——开始。这是费恩曼用于阐释的定律,他认为该定律是“人类心智完成的最伟大的概括”。[6]

万有引力定律: $F = Gmm'/r^2$。

费恩曼用文字告诉我们:

> 万有引力定律是两个物体之间的相互作用力,与两者的距离平方成反比,与两者的质量乘积成正比。[7]

这个定律当真描述了物体的行为吗?

的确没有。费恩曼自己给出了一个理由。“电也产生力,与两个带电物体的距离平方成反比,与两者的电荷量成正比。”[8] 任何两个物体之间的力都由万有引力定律给出的观点是不正确的。许多物体是带电体,它们之间的力不是 Gmm'/r^2。更确切地说,该力是万有引力与费恩曼所指的电力的合力。

对于既有质量又带电的物体,万有引力定律和库仑定律(该定律给出了两个电荷之间的作用力)相互作用,决定了最终的力,但是这两个定律本身都不能正确描述两个物体的行为。不带电物体的行为正像万有引力定律描述的那样,任何有质量的物体都会对库仑定律构成一个反例。这两种定律都不正确,更糟的是,他们甚至不近似正确。例如,在原子中的电子和质子之间的相互作用中,库仑效应压倒了万有引力效应,而且实际发生的力完全不同于万有引力定律所描述的。

有一个明显的应答:我一直没有给出这两个定律的完整陈述,只是作了概述。费恩曼先前用了一种隐含的其他情况相同的修饰(这一点,我已经强调过)。更加严格地讲,万有引力定律是这样的:

如果除引力之外没有其他作用力，那么两个物体之间就存在一个相互作用力，该力与两者的距离平方成反比，与两者的质量乘积成正比。

我认可这个定律是个正确的定律，或者至少是在给定的理论中是正确的。但它不是一个很有用的定律。万有引力定律的主要任务之一就是帮助说明物体在各种复杂情况下受到的力。这个定律仅仅能够说明非常简单的或者理想的情况。它能够说明为什么只有引力作用时，力是那样的；但是它无助于引力和电力共同作用的情形。一旦添加了其他情况相同的修饰成分，万有引力定律就与更为复杂而又有趣的情况无关了。

这个不幸的特点就是说明性定律的特征。我认为物理学的基本定律没有表征事实，但生物学定律和工程学原理却做到了。这个陈述既太强又太弱。物理学的一些定律的确表征了事实，生物学的一些定律——特别是说明性定律——却没有。事实性的失败与物理学的本质没有多大关系，而与说明的本质有关。我们认为，自然界被少量简单的基本定律所支配。世界充满了复杂多变的现象，但是这些不是基本的。它们起源于遵循自然界基本定律的许多简单过程的相互作用。（后面的章节将要说明，即使是简单的孤立过程一般也不按基本定律所指定的统一方式进行。）

对我们周围所看到的自然界如何产生精妙而又复杂的结果所作的描述，在我们给出的说明中会被反映出来：我们通过将复杂现象约化成较简单的部分来说明它们。这不是我们给出的唯一的说明，但它是一种重要的核心说明。我将用穆勒的语言把它称为“原因合成的说明”（explanation by composition of causes）[9]。

原因合成的说明的特征就是，它们使用的定律不能满足事实性的要求。这些说明的解释力来自于一种假定，即说明性定律在原因合成中的“行为”正像是它们独自的“行为”。那么，关键的是，引用的定律在原因合成内外都具有同样的形式。但是，要定律去描述客体的实际行为则是不可能的。实际行为是简单定律组合的结果，这结果不是任何一种独立定律产生的。为了在合成的情况下也正确，定律必须描述一种结果（确实发生的结果）；但是作为说明，它必须描述另一个。这样，在事实和解释力之间就有了一个平衡（trade-off）。

3.2 矢量叠加如何引入因果力

引力和电力混合的情况是一个力的合成的例子。我们知道,力按矢量叠加。矢量叠加没有为我们的担心提供一个简单的、明显的答案吗?依据库仑定律和万有引力定律,当引力和电力都作用时,产生两个力。每一个定律都是准确的。引力和电力正如所描述的一样产生,然后两种力矢量相加产生了一个"合力"。

我认为,矢量叠加是个很好的说法,但是它只是一个隐喻。当计算时,我们把力(或者表示力的数字)加在一起。自然界没有去"加"力。因为"分力",除了在隐喻的意义上,并不存在,谈不上被相加,而说分力存在的那些定律也必须作一种隐喻性的解读。让我们更加详细地予以阐释。

矢量叠加的例子认为,费恩曼在他那种形式的万有引力定律中遗漏了什么东西。按照他写的方式,听起来好像该定律描写了在两个物体间的合力,而不是一个分力——两个物体借助其引力质量产生的力(或者干脆说是万有引力产生的力)。该定律的一个更好的陈述是:

> 两个物体产生一个相互作用力(该力归因于万有引力),该力与两者距离的平方成反比,与两者质量的乘积成正比。

同样,对于库仑定律是:

> 两个带电体产生一个相互作用力(该力归因于电力),该力也与两者距离的平方成反比,与两者所带电荷量的乘积成正比。

我认为,这些定律没有满足事实性要求。从表面判断,它们描述了物体做什么:在一种情形中,两个物体产生了一个大小为 Gmm'/r^2 的力;在另一种情形中,他们产生了一个大小为 qq'/r^2 的力。但是不能照字面意思理解,因为大小为 Gmm'/r^2 的力和大小为 qq'/r^2 的力,都不是真正发生的力。相互作用产生一个力,我们称之为"合力",这个力既不归因于万有引力也不归因于电力。在矢量叠加的例子中,万有引力和电力都被产生了,但都不存在。

穆勒否认这一点。他认为在原因合成的情况下,每一个独立的结果都

存在——作为合力的一部分而存在，就像是桌子的左边一半作为整张桌子的一部分而存在一样。穆勒对于原因合成的范例是机械论的，他说：

> 在这类重要的因果例子中，恰当地讲，一个原因从来没有攻击或者阻止另一个，两者都有它们完整的结果。如果一个物体被两个力推向两个方向，一个向北，另一个向东，在一段给定的时间内，它在两个方向上产生的运动确实和两个力在两个方向上分别推它一样远……[10]

穆勒的主张是不可能的。事件可能有临时部分，但不是穆勒描述的那种部分。当物体沿着东北方向（既不是向北也不是向东）移动时，运动的前一半能够被当作整个运动的一部分，但向北的运动不能够被当作向东北方向运动的一部分。[我们从 J·J·汤姆生(Judith Jarvis Thomson)的《行为与其他事件》(*Acts and Other Events*)中了解到的。]如果例子被稍稍改动，这个道理会更清楚：以相等的力在相反方向上拉物体，它不移动；但在穆勒的描绘中，它被向左拉几英尺，又向右拉几英尺。然而我明白，直觉被强烈地分成这些情况，因此在下一节，我将介绍一个例子，即将原因合成的独立结果看作实际发生结果的部分是不可能的。

将由万有引力产生的力和由电产生的力作为实际发生的力的部分是难以置信的。难道就没有什么办法弄清楚矢量叠加的例子吗？我认为有，但是它将放弃定律的事实性观点。通过将库仑定律和万有引力定律当作某事物而不是事实，我们能够保留它们的原理：定律能够描述物体所具有的因果力(causal powers)。

休谟认为，"我们经常在*能力*和能力的*运用*之间作出的区别是……没有基础的。"[11]我们此处需要的正是休谟所禁用的那个区别：万有引力定律认为，两个物体之间有*能力*产生大小为 Gmm'/r^2 的力。但是这种能力并不总是能在*运用*中获得成功。它们实际产生的力依赖于其他能力起作用，也依赖于它们之间最终达到的妥协。这种方式可能就是我们有时设想的原因合成的方式。但是如果这样的话，我们所用的定律就不能讨论物体做了什么，而讨论物体拥有的能力。

因果力的引入在这个虔诚的经验主义时代不被看作是一个非常有建设性的起点。毫无疑问，我们有时确实按照因果力思考，因此，坚持认为事实性观点必须被修正和因果力的使用完全是错误的观点是愚蠢的。但是事实

性不能被轻易放弃。我们需要论述定律是什么,该论述一方面与确认定律的标准科学方法相连接,另一方面与它们在预言、构建和说明上的使用相连接。如果假定自然律描述事实,那么就有一些熟悉的、详细的哲学故事告诉我们为什么事实的一个样本与它们的证实相关,以及它们如何帮助提供自然界中所发生事情的知识并加以理解。关于自然律做什么、说什么的可选择的观点至少必须同样对待,而且我知道的关于因果力的例子中没有一个是一开始就做得非常好的。

3.3 力归因于万有引力

*力归因于万有引力*和*力归因于电*的观点值得进一步考虑,因为这些解决方法经常被事实性的拥护者倡导。这是一类建议,即将独立的因果律保持在其初始形式,同时通过假定它们产生的一些中间结果,诸如引力、引力势或者场产生的力,来保证其事实性。

我知道,克瑞(Lewis Creary)已经给出了这一类的最详细的建议。克瑞声称,有两种截然不同的规律用于解释其原因组成——因果影响律(laws of causal influence)和因果作用律(laws of causal action)。因果影响律(如库仑定律和万有引力定律)"告诉我们力或者其他因果影响在不同情况下做什么",而因果作用律"告诉我们这些因果影响在独立作用或各种组合情况下作用的结果是什么"。[12]在力的合成中,相互作用定律是矢量叠加律,矢量叠加律"允许一类特别令人满意的说明",因为分析"不仅识别起作用的不同成分的因果影响,而且量化它们的相对重要性"。[13]克瑞还描述了不太令人满意的合成,包括加强(reinforcement)、干扰(interference)和支配(predomination)。在克瑞的理论中,库仑定律和万有引力定律被认为是正确的,因为它们正确地描述了产生了什么影响——在这里,力归因于万有引力,力归因于电,矢量叠加律将各个影响合成以预测发生什么运动。

这个用来说明众多因果说明如何被构建的陈述在我看来似乎是可信的。但是作为对基本定律真实性的维护,它有两个重要的不足。第一,在许多情况下没有相互作用的普遍规律。动力学矢量叠加律在这方面是非常特殊的。这并不是说没有关于这种特殊原因与那种如何组合的事实,而是说理论很少能够详细说明从一种情况到另一种情况的过程。没有对基本定律真实性的维护,基本定律就失去了克瑞希望保证的应用普遍性。不可逆过程的经典研究提供了一个具有这种不足的非常成功理论的很好的例子。像

扩散、热传递、或者电流的流动过程，应该被统计力学的传输方程所研究。但是通常，分布函数和传输方程细节的模型太复杂了：该方法不可行。我的一位在工程学方面的同事估计，90%的工程学体系不能用统计力学的现有方法处理。他还说："我们用看上去适用于手头问题的各种手段分析它们。"[14]

实际上，工程师在研究中用老套的现象学定律描述流量（flow 或 flux）以处理不可逆过程。大多数这样的定律已经被认识相当长时间了。例如诞生于1855年的菲克定律（Fick's law），描述了混合物成分的扩散速度与密度梯度有关（$J_m = -D\partial c/\partial x$）。同样简单的定律描述了其他过程：傅立叶定律（Fourier's law）描述热流、牛顿定律（Newton's law）描述外力（动量流）、欧姆定律（Ohm's law）描述电流。每个定律都是与 t 有关的线性微分方程（例如，菲克定律中引用的 J_m 就是 dm/dt），给出考察量（在菲克定律中为质量）随时间的变化。因此，一个时刻的结果完全决定其他任何时刻的量。如果可以在过程中某一点控制该量的话，这些方程对于决定进程中的未来演化来说应该是完美的。但它们并不完美。

问题在于每个方程都是其他情况相同定律。它描述这种流量，当且仅当只有一种原因在起作用。很多现实的例子有不同的力在同时作用。例如混合液体，如果温度和浓度都不均匀，那么液体流就可能不仅与浓度梯度有关，而且与温度梯度有关。这称为索雷特效应（Soret effect）。

情况是这样的。对于几个流量 J 而言，有如下形式的定律：

$$J_m = f_1(\alpha_m)$$
$$\vdots$$
$$J_q = f_n(\alpha_q)$$

当且仅当 α 是唯一相关变量时，上述公式均成立。对于交叉效应（cross-effects），我们需要如下形式的定律：

$$J_m = g_1(\alpha_m, \cdots, \alpha_q)$$
$$\vdots$$
$$J_q = g_n(\alpha_m, \cdots, \alpha_q)。$$

这种情况在结构上恰好像我在上一章中讨论过的简单因果的例子。我们想要有一些结合了不同过程的定律。但是我们只在少数特殊情况下才有这样的定律，例如索雷特效应。对于索雷特效应，我们在作用定律中假定了简单的线性叠加，并且通过在菲克定律中增加热传递因素而获得最终的交叉效

应定律。但这个因果作用律对于这种情况非常特殊,而且传输理论所研究的组合任意影响不起作用。

存在一些可以遵循的原则以修正交叉效应吗?只有一个针对流动过程(flow process)的交叉效应修正的系统说明。它于1931年由昂萨格(Onsager)提出,但是直到20世纪50年代才得以发展。昂萨格理论定义了力流对(force-flux pairs),并规定了一个方法来写包括了不同的力的交叉效应方程。正如特鲁斯德尔(C. A. Truesdell)所说,"昂萨格学说(Onsagerism)主张统一并结合大量存在的不可逆过程知识。"[15]不幸的是它并没有成功。特鲁斯德尔还说,

> 就热传导、黏度和扩散而言……情况就不是这样。昂萨格学说不仅不能应用于任何没有强求一致的强制匹配(Procrustean force-fit)的现象,即使在其学派的一般解释中,它也未能对一个世纪之前从基本原理中得到的黏度理论作出更多的简化……[16]

特鲁斯德尔认为,昂萨格理论中使用的原则是没有意义的。原则有时以这种方式使用,有时以那种方式使用,每种新情况都要求用一种特设方式。例如,用于构造定律的规定,依赖于对共轭的力流对的恰当选择。昂萨格理论为作出这种选择提供了一个普遍原则,但是如果该原则照字面意思接受的话,我们即使在最简单的情况下也不能作出恰当的选择。实际上,在任何给定情况下,选择取决于物理学家的想像力。这看上去好像是,在普遍性一闪而过之后,昂萨格方法变成了一大堆特设方法。

我已经用统计力学进行了阐述,但这不是一个特例。实际上,经典力学极有可能是唯一的原则,在那里有一个普遍的作用律总是可用的。这就限制了克瑞观点的实用性。即使克瑞支持事实性的理论可用,但是它几乎无益于相信自然现象由少量抽象的基本定律所支配的实在论者。基本定律被严格限制在某领域内。作用律适用于一种又一种情况而不适用于一般的系统,基本的影响律(像库仑定律和万有引力定律)可能会给出产生影响的真正原因。但是描述影响什么和导致什么的工作,将由各种复杂纷乱的作用律——带有修正项的菲克定律之类的定律来完成。这更好地符合了我的自然观:最好通过为特定情况量身定做的大量现象学定律描述自然,而不是用一种从第一性原理开始被有序所支配的方法来描述自然。

因果影响本身是克瑞方法的第二大缺点。思考一下我们最初的例子，克瑞对我们最初的设定稍作变动。我已经假定，其目的是说明合力的大小和方向。克瑞认为它不是一个合力，而是有待说明的一种最终运动。这就允许他否认合力存在的现实。我们都同意不能有三个力出现——两个分力和一个合力。但是我主张合力存在，而克瑞主张分力存在。

例子中的这个变化对于克瑞而言是必需的。他的理论框架通过在原因和最初看上去像是结果的东西之间提出一个中间因素——因果影响——而作用。在动力学例子中，结构重整看似有理。克瑞关于合力和分力的想法极有可能是正确的。但是我并不认为这会作为普遍策略而作用，因为它在每种情况下都激增了影响。随便举个原因合成的例子：有两个定律，每一个都精确地预言定律单独起作用时发生什么事情，即“C 导致 E 且 C' 导致 E'”，但 C 和 C' 一起会产生不同的结果 E''。如果我们不想假定三个结果 E、E'、E'' 都发生（如果我们乐意，可以将 E 和 E' 当作 E'' 的部分），那么按照克瑞的建议，我们必须假定有进一步事情 F 和 F' 发生，它们作为两个定律的适当结果，最后通过一个作用律产生结果 E''。在一些具体情况中，该策略起作用，但是一般情况下，我没有任何理由去认为，总是能够找到这些中间影响。我不是因为反对理论实体而反对它们，而是因为我认为，任何被承认的新理论实体都应该在详细显示它们的因果结构（causal structure）的实验中被证实。克瑞的影响律在我看来正是隐性事件（shadow occurrences），即我们想要看而实际上看不到的效应的替身。

3.4 原因合成的实际例子

碳原子的基态有五个明显的分立能级（见图 3.1）。物理学教材一般分三个阶段连续处理这种现象。我应该接着《量子力学》（*Quantum Mechanics*）[17]第二卷梅西亚（Albert Messiah）的讨论继续讨论。在第一阶段，基态能量通过中心场近似来计算，得到单线（a）。就某些目的而言，仅仅计算这个能级是很精确的。但是有些问题需要更为精确的描述。通过注意到中心场近似只考虑内层电子对两个外层电子的静电排斥的平均值，就能提供这个描述。这个缺点在第二阶段通过考虑一个项的效应而被弥补，该项等于准确的库仑作用和第一阶段中使用的平均势之差。这个修正的势将单线（a）“分裂”成（b）中所示的三条线。

但是这个处理仍是不精确的，因为它忽略了自旋效应（spin effects）。

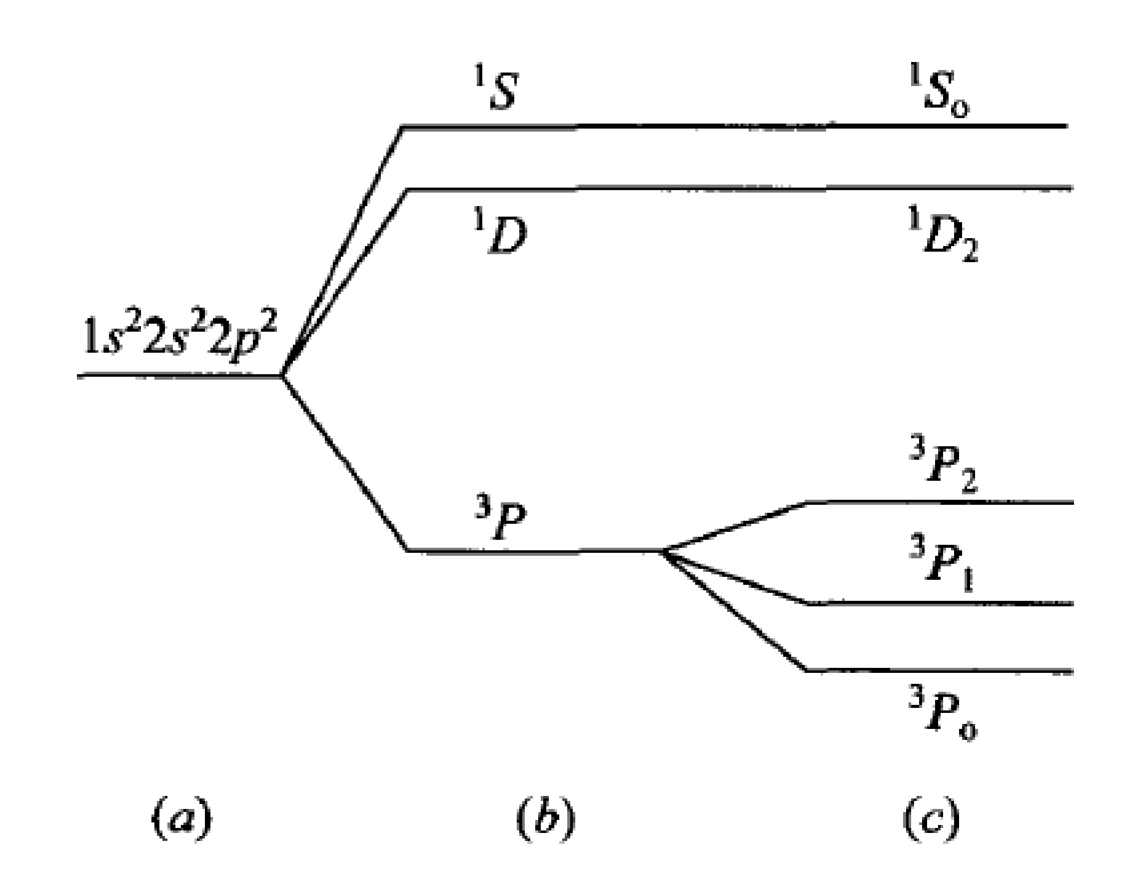


图3.1 碳原子的基态能级:(*a*)在中心场近似($V_1=V_2=0$);(*b*)忽略自旋轨道耦合($V_2=0$);(*c*)包括自旋轨道耦合。(来源:梅西亚,《量子力学》)

每个电子都有自旋或者内禀角动量,而且电子自旋与轨道角动量耦合产生了一个附加势。附加势的出现是因为自旋电子有一个内禀磁矩,而且“在[静电学的]势中移动的电子‘看到了’磁场”[18]。关于这个势的结果,梅西亚告诉我们“只有^3P态受到了自旋轨道能量项的影响,它分裂为三级:$^3P_0$、$^3P_1$和$^3P_2$”[19]。因此在(*c*)图中出现了五个能级。

哲学上的混乱大多在最后阶段突现。由库仑势与自旋轨道耦合将最低能级一分为三所产生的势联合产生了五个能级。这就是五个能级的说明。但是我们如何陈述它所使用的定律呢?

对于库仑效应,我们可以尝试

> 只要库仑势就像在碳原子中一样,(*b*)中所描述的三个能级就会出现。

(真正的定律当然用碳原子中的库仑势的数学描述代替“像在碳原子中一样”,同样“(*b*)中所示的三个能级”也被代替。)碳原子本身为这个定律提供了一个反例。它有那种库仑势,然而(*c*)中出现五个能级,而不是(*b*)中的三个。

与用矢量叠加处理合力类似,我们可以尝试替换为

> 由库仑势产生的像在碳原子中那样的能级,就是(*b*)中所示的三

个能级。

但是（正如我们以前例子中“万有引力产生的”力一样）由库仑势产生的能级被认为是那些没出现的能级。事实上，出现五个能级，但并不包括（*b*）中的三个能级。特别是，正如我们在梅西亚的图中看到的，三个能级中的最低能级^3P与五个中的任何一个都不一样。在运动合成的例子中，穆勒试图把“分”结果看作是实际结果的部分。但是在这里分结果确实不起作用。（*b*）中的能级^3P可以被“分裂”，并因此“产生”（*c*）中的能级$^3P_0$、$^3P_1$和$^3P_2$，但是它一定不是这些能级中任何一个的一部分。

碳原子中库仑势的结果很难表述成一种真正实际的说法。但是量子理论确实保证了某个*反事实句*是正确的。如果库仑势是唯一在起作用的势，就会产生（*b*）中的三个能级。显然，这个反事实句支持我们的说明，但是我们没有任何说明模型显示怎样做。覆盖律模型表明事实陈述如何与说明现象相关。但是，在完全不同情况下将会产生的能级如何与这些情况下实际产生的能级相关联呢？我们认为反事实句是重要的，但我们没有说明它如何起作用。

3.5 原因合成与被覆盖律说明

原因合成不是能使用的唯一的说明方法。还有其他方法，而且其中一些方法与定律的事实性观点相容。标准的覆盖律说明就是主要的例子。

有时，其他种类的说明也是可用的，甚至我们给出了一种说明，该说明讲述现象的组成原因是什么。例如，在库仑定律和万有引力定律的例子中，我们知道如何写一个更复杂的定律（具有更复杂前件的定律），这个定律确切地说出了一个系统既有质量又有电荷时会发生的事情。穆勒认为，这样的“超”定律对于力学现象总是可做到的。实际上他认为，“这说明了力学为什么是一种演绎性的或说明性的科学，而化学则不然。”[20]

我想就他们提供的这些超定律和覆盖说明作三点评述。第一点我们在上一章已经熟悉了，即超定律并不总是可得的；第二点，即使它们可得，它们常常说明得并不多；第三点，也是最重要的一点，即使有其他好的说明，如果我们不能描述一起产生现象的组成过程，我们就失去了理解引起事情发生的核心重要部分。

（1）有大量复杂的科学现象我们能很骄傲地加以说明。正如我在最后

一章中所讲的,对于许多这样的说明,超覆盖律对于我们是不可企求的。有时,我们有许多理由去相信超定律存在;在其他情况下,我们没有什么很好的经验理由认为如此。不过,在我们看到特殊情况下发生了什么之后,我们通常就能够理解各种原因是如何导致其发生的。我们甚至不用知道超定律就能作出说明。我们需要对说明作一番哲学上的论述,这些说明覆盖了非常普通的科学实践,而且这些说明能显示为什么它们是好的说明。

(2) 有时,即使能够覆盖一种情况,超定律也可能不是很有解释力。这是反对说明的覆盖律模型的老式抗辩:"为什么花园里的鹌鹑只要散步就以那种有趣的方式上下摇摆它们的头呢?"……"因为它们都那么做。"在自旋轨道耦合的例子中,它不说明实际实验中出现的五个能级,而是说"所有碳原子都有五个能级"。

(3) 当然,对复杂情况的覆盖律经常是有解释力的。当定律的前件不是拼凑偶尔获得的特殊情况,而是给出一个符合理论一般形式的更抽象的描述时,这一点尤为正确。在自旋轨道耦合的例子中,诺曼(Stephen Norman)强调,量子力学提供了对称群、哈密顿量和衰变(degeneracies)的普遍法则,从中我们能够期望从它展示的哈密顿量和对称性的抽象刻画中得到碳的能级,即覆盖律风格。

我们当然能够做到这一点,而且如果不这样做,就不能看到碳的能级模式是普通现象中的一个特例,反映了关于自然界对称性效应的一个深刻的事实。另一方面,仅仅这样做,就不能得到如何在每种特例中因失去对称性而导致光谱分裂的具体的因果假说。

这个两面性是说明的普遍特征。即使有一系列超定律统一了物理学研究的所有复杂现象,我们现在的描述可能还要为这些定律提供基础:统一律预言什么应该发生,因为来自分领域的定律共同作用,就像万有引力定律和库仑定律。没有这些定律,我们就得不到说明的必要部分。超统一覆盖律中的小前提所作的说明不是原因合成,而是一个补充。理解统一律的结果如何产生需要万有引力定律、库仑定律等定律的单独作用,而且仍旧不得不去面对这些起作用的定律的事实性的丧失。

3.6 结论

科学实在论提出一种简单易懂的自然律观点——事实性观点：自然律描述物理系统如何运作。到目前为止这是最普通的观点，也是很明智的观点，但是它并不起作用。它不适合像物理学的基本定律那样的说明性定律。如果我们要解释说明中定律的使用，就需要一些其他的观点；而且我没有看到任何与科学实在论者合理要求——定律描述实在且陈述可能为真的事实——相一致的明显候选者。这就是我所论述的实际内容和解释力之间的平衡。我们将某些复杂现象解释为简单因果律相互作用的结果。但是这些定律说了什么呢？为了在说明中扮演我们所要求的角色，这些定律共同起作用时必须具有与单独起作用时同样的形式。在最简单的情况下，定律规定的结果必须与在相互作用中相同，就像与定律单独起作用时所得到的结果一样。但是这样的话，定律所陈述的在字面意义上就不正确，因为它单独起作用时的结果不是共同起作用时的结果。

如果我们将基本定律认为是单个原因起作用时所遵循的定律，那么我们能够认为定律提供了一个正确的描述。当我们试图用该定律去说明多个原因起作用时所发生的不同事情时，问题就出现了。这就是第 2 章的观点。写出这些定律并不困难，我们认为它们是正确的：“*如果没有电荷，没有核力，……那么质量分别为 m 和 m'，距离为 r 的两个物体之间的力的大小为* Gmm'/r^2。”我们认为这个定律是对的——它所说的将会发生而且的确会发生——或者至少在一个好的近似中发生。但是这个定律没有说明更多，它不适用于电力或核力起作用的情形。我推断，就它们正确的程度而言，物理学定律没有说明更多。我们能够知道所有正确的自然律，却仍旧不知道如何说明复合情况。说明必须依赖于定律之外的一些东西。

但是，这个观点是荒谬的。说明没有两种载体：一种是定律，用于原因独自发生的极少数情况；另一种是隐秘的无名的装置，用于原因共同发生的情况。无论一个原因起作用还是多个原因起作用，说明都按照同样的方式工作。第 2 章提出了原因合成说明的困惑，而且总结出说明是非常特殊的科学活动，它通常不利用自然律。但是科学说明确实使用定律。正是定律本身是特殊的。我们从中能认识到的是，原因合成所说明的定律不能满足事实性要求。如果物理学定律要说明现象如何产生，它们就不能陈述事实。

第4章　在工具性定律世界中的因果实在

4.0　引言

经验主义者尤其怀疑原因，他们同样没有提防定律。休谟用概括的事实取代因果事实时形成了这个惯例；现代经验主义者同样这样做。但是现在，休谟的概括是高级科学理论的定律和方程。现在的陈述可能有个问题：我们的基本理论定律在哪里得到其必要性。毫无疑问，这些定律是现代科学的核心。罗素因为下面的观点而闻名：

> 万有引力定律阐释在任何精密科学中发生的事情……能发现某些微分方程适用于系统中的每个粒子的每个时刻……但是在这样的系统中，没有什么能够确切地被称为"原因"，而且也没有什么能够确切地被称为"结果"。[1]

对罗素而言，原因"即使对日常生活和在科学的初期有用，只要科学一成功，就会被完全不同的定律所取代"。

罗素谈论物理学是实用的，他所称赞的定律是物理学的基本方程——哈密顿方程、薛定谔方程或者广义相对论方程。这也正是我想要讨论的，但我与罗素的观点相反。我赞成原因，反对定律。我认为，即使给出现代数理物理学理论的工作方法，只相信其因果主张而不相信其说明性定律也是有道理的。

4.1　用原因说明

按照布朗伯格(Bromberger)、斯克里文和其他人的观点，我们知道，一个人能够在说明中做各种各样的事情。这里有两点很重要：在对一个现象进行说明时，我们能够引用该现象的原因，也能够将现象放置于一个综合理论框架中。现代物理学框架是数学框架，而且好的说明通常允许我们对所说明的现象作非常精确的计算。托姆(Rene Thom)注意到这两种说明的区

别，尽管他认为只有原因真正作出了说明："笛卡尔（Descartes）用他的漩涡（vortices）、钩状原子（hooked atoms）一类的东西说明一切却不做任何计算；牛顿用万有引力的平方反比定律计算一切却不作任何说明。"[2]

与托姆不同，我很乐意将两者都称为说明，只要我们允许归因于仅仅用于因果说明的理论说明特征。自从亚里士多德时代以来就有一个惯例，故意将两者混为一谈。但是我将指出，它们在现代物理学中的功能相当不同。如果我们接受笛卡尔的因果假说是适当的，我们必须认为他对钩状原子和漩涡的观点是对的；但是，不管牛顿的平方反比定律是对是错，我们都不使用。

一个有力的论证反对我的主张而支持说明性定律的真实性——巧合论证（argument from coincidence）。严格认同该定律的人倾向于同意哈曼（Gilbert Harman）称之为最佳说明推理的观点。他们认为，定律说明的事实提供了该定律是正确的证据。说明的现象越多样，就越可能正确。如果各种各样的不同现象都被一个特定定律所说明，却在事实上并不是定律的必然结果，那就会是一个荒谬可笑的巧合了。因此，巧合论证支持很多我们作出的最佳说明推理。

然而，最佳说明推理的方法受制于一个重要的约束——非冗余要求（requirement of non-redundancy）。只有在没有其他选择的情况下以一种相当令人满意的方式来说明现象，我们才能够推断出说明的正确性。我将说明在现今的物理学中，一个可接受的因果假说被认为满足这个要求。但是那些带有特殊方程的情形和组成我们的理论说明的模型恰恰相反。冗余是理论处理的冗余，但不是因果说法的冗余。

我认为，有一个简单的理由说明这一点：原因使其结果发生。我们从一个现象开始，该现象与我们其他的普通信条有关，我们认为除非特殊的事情导致它发生，否则它不会发生。在物理学中，我们通常将现象标记为结果，以此来标明这个信条，如索尔贝效应、塞曼效应（Zeeman effect）、霍尔效应（Hall effect）。结果需要某些东西引发，而且结果的特殊性依赖于原因的特殊本质，因此——就我们认为我们正确的范围——我们就有权力从结果特征推断原因特征。

但方程式不能引发我们从中得到的现象学定律（即使现象学定律本身就是方程式），它们也不能用于物理学。我们用来处理特殊现象的特定方程为我们提供了一种方式，可以把现象融入理论的一般框架。于是我们就

能够用相似的方式处理各种不同的现象,而且能够使用理论作出相当精确的计算。对这两种目标而言,增加理论处理是一个优点。

迪昂曾把冗余要求(redundancy requirement)作为反对科学实在论的论据,最近普特南把它作为反对一般实在论的论据。原则上,两个人都认为,对于大量数据的说明而言,总会有一个令人满意的选择。科学史暗示这个观点可能正确:我们不断地构建更好的说明来替代过去的说明。但是这种论点在这里是不相关的,它们没有区分因果主张和理论说明,两者都可能在将来被更好的说明所取代。

这里我们不关心那些最多只是在原则上适用的选择,而关心在理论中我们必须实际持有的那些选择的实际可行性。为了这个讨论,我想要采用普特南的"内在实在论"的观点;考虑我们认为是可接受的(即使仅仅是暂时的)实际物理理论,并提问:"相对于那种理论,我们认为哪种说明主张注定是正确的呢?"我的回答是,因果主张注定正确,但是认为基本说明性定律正确就意味着不能把物理学如何成功地给出说明看得太认真。

我将举两个例子来说明。第一个是一种现象——量子阻尼(quantum damping)及其相关的谱线增宽(line broadening),理解这个现象对于激光理论很关键。这里我有一个独立的因果假说,却是成功的理论说明的一个富有成效的扩充。这就与第二个例子中因果假说所无法接受的扩充形成了对照。

在看例子之前有个问题应该考虑,这个问题是我在科学哲学领域的两个同事豪斯曼(Dan Hausman)和恩尼斯(Robert Ennis)提出的。我们如何区别说明性定律(我认为它不能从字面意思理解)和因果主张呢?哪一个是更乏味的事实陈述呢?简略回答就是,没有办法做出区别。处理类似问题的典型方式就是寻找一些独立的标准——理想地讲是句法的,但更实际地讲是语义的——把理论主张分成两部分。有人认为,一种主张照字面意思被采纳,而另一种要求以不同方式作用。

这不是我所考虑的。我认为物理理论提供了一个适合现象的说明方案。我在这里赞同迪昂的观点。这个方案简化并组织了现象,使我们能够简单处理现象学上不同的相同事情和现象学上相同的不同事情。如果我们过于坚持要陈述什么是正确的,就不能做得很好,这是这种组织活动的部分特征。如果理论是用来针对现象的,一些理论主张在字面意义上肯定是描述性的(我认为电子的质量和电荷的主张就是个好例子),但是我怀疑没有

刻画它们的普遍独立的方法。重要的是认识到,如果理论有相当大的解释力,那么其大多数基本主张没有陈述事实;而且通常这将包括大量令人骄傲的定律和方程。

4.2 例子:量子阻尼

在辐射阻尼(radiative damping)中,原子退激发,放出光子,光子频率依赖于原子的能级。我们通过实验知道,在分光镜中观察到的发光原子的发射(谱)线不是非常细的,而是有一个有限的谱线宽度(line width),即发出的光有频率扩展(a spread of frequencies)。什么导致了这种自然线宽呢?这里是物理学家给出的标准答案,引自路易斯埃尔(William Louisell)写的关于量子辐射理论的一本很好的教科书:

> 有许多相互作用可以增宽原子谱线,但是最基本的一个就是辐射场对原子的反作用,即当原子从激发态放射性地自发衰变时,它放射出一个能量量子到辐射场。这些辐射可以被原子重新吸收。辐射场对原子的反作用给了原子一个谱线宽度,并且导致原来的能级如我们所示的那样移位。这就是自然线宽和兰姆移位(Lamb shift)的缘由。[3]

路易斯埃尔在辐射衰变的数学处理之后,紧接着说:

> 我们看到原子在不断地发射和重新吸收辐射量子。能级移位不需要能量守恒,而阻尼却需要能量守恒。由于实光子(real photons)的放射和吸收产生了阻尼,因此贡献于能量移位的放射和吸收的光子被称为虚光子(virtual photons)。[4]

这个观点被普遍认可。阻尼及其关联的谱线增宽因实光子的放射和吸收而产生。

这里我们有一个因果假说,但不是一个数学处理,我们还没有将谱线增宽放到量子力学的一般数学框架中。有很多方式可做到这一点。阿加瓦尔(G. S. Agarwal)[5] 所写的一个《施普林格论文集》(*Springer Tracts*)总结了所提出的基本处理方法。他在目录中列出了六种不同的方法:(1)韦斯科普夫-维格纳方法(Weisskopf-Wigner method);(2)海特勒-马方法(Heitler-Ma method);(3)戈德伯格-沃森方法(Goldberger-Watson method);(4)量子统

计学方法:主方程(master equations);(5)与主方程对应的朗之万方程(Langevin equations)和 c 数表象(c-number representation);(6)自发发射的新经典理论。

在继续讨论这六种方法之前,我给出另外一个例子。阻尼理论形成了当今激光量子处理的核心。图 4.1 是哈肯(H. Haken)在一篇总结性文章“激光量子理论”中提出的图表。[6] 我们看到,我在这里为阻尼理论描述的情况甚至更糟。有如此多的不同处理方法,以至于哈肯提供了一个“系谱图”(family tree)以直观显示它们的关系。注意,哈肯本人把它称为“理论过剩”(theory overkill)的情况。激光理论是一种极端例子,但是我认为,哈肯和阿加瓦尔描绘的这种处理方法冗余在整个物理学中无疑是常见的。

阿加瓦尔描述了谱线增宽的六种处理方法。这六种方法都为增宽谱线的形状和宽度提供了精确的计算。它们怎样区别呢?所有的方法都具有量子力学的基本形式。每一个都列了薛定谔方程,但不同方法中方程不同。(实际上,六种处理方法中只有三个真正不同的方程。)我所反驳的是尽量为客观定律的陈述提供理论说明的观点。以这种观点来看,阿加瓦尔列出的六种方法彼此竞争,为完全相同的现象提供了不同的定律。

但这不是阿加瓦尔的态度。不同的方法用于不同的目的,它们相互补充而不是相互竞争。例如,(4)和(5)的朗之万方程和主方程具有从统计力学借鉴的形式。它们被部分地引入,因为激光的发展引起了对光子相关性实验的兴趣。显然,如果我们有统计学的问题,从这种方程式出发是个好办法,从中我们知道如何得到统计学答案。

让我们思考一个我正讨论的观点的反对观点。我们都知道,物理学家列出了他们知道如何解的那种方程;如果不能使用一种近似,就尝试另一种近似,而且当他们发现一种方法管用,他们就在任何可能的地方运用它。这是一些通常的观察,提醒我们物理学家的实用主义态度。与我的观点相反的是,或许理论处理方法的增加说明实用主义思想比如何看待说明性定律讲述得更多。我不赞同。我认为它确实讨论了定律,而且特别显示了定律与原因如何不同。我们同样不宽容因果选择的实用主义。我们不会根据计算的难易或者其他什么原因而先在说明中使用一个因果假说,然后再使用另一个。

辐射计的例子阐释了这个问题。1873 年,克鲁克斯引入了辐射计,但是仍旧不清楚什么使它得以工作。回想前面几章的引言部分,有三个看似

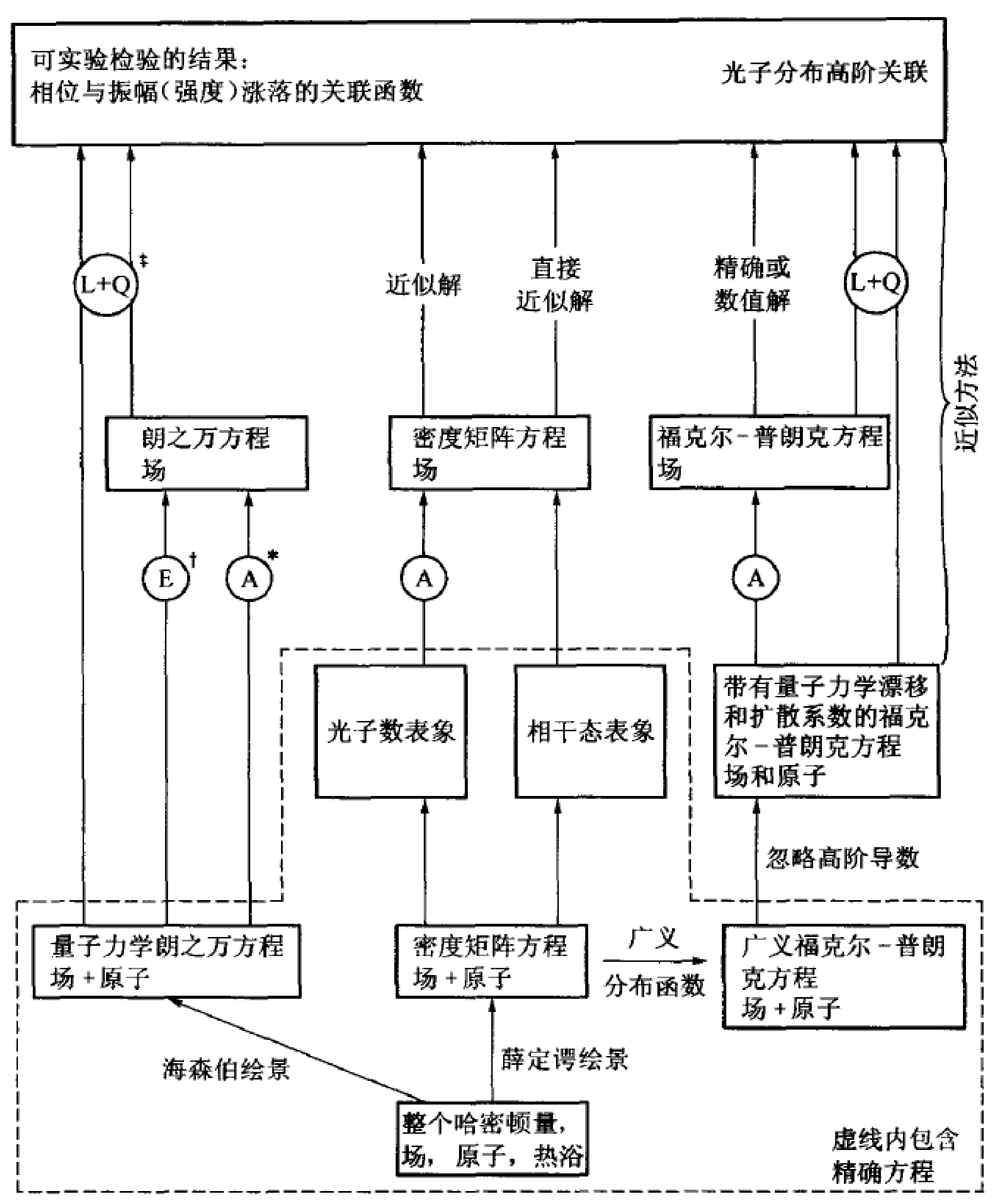


图4.1 激光量子理论系谱图(来源:哈肯,"激光的半经典和量子理论")

真实的理论。第一个理论将叶片的运动归结于光压,这个说明现在被全面否决了。正如古德曼(M. Goldman)在"再论辐射计"(The Radiometer Revisited)中谈到的:

> 一个简单计算表明，在英国一个典型的夏日，天空灰蒙蒙的（亮度均匀），从黑到白的转换处于一个完全平衡的状态，以至于对于一个完美的辐射计[即一个完全真空的辐射计]而言不可能有运动。[7]

两种说明仍然在竞争。第一种是更加标准的、教科书式的陈述，它被古德曼的计算所支持。这种说明认为，运动由真空中的垂直气压作用在叶片上而引起的。但是正如我们所看到的，在麦克斯韦的陈述中，运动一定归因于叶片边缘流动的气体所产生的切向压力。在某种意义上，麦克斯韦和古德曼可能都是正确的：运动可能是由切向压力和法向压力的合力引起。但是这不是他们所声称的。每个人都声称他引用的因素是产生运动的唯一有意义的因素，并且只有这个或那个声称能被接受。这种情况很明显与阿加瓦尔不同的理论处理方式形成对照。只要我们有兴趣给出运动的因果说明，我们就必须选定这种或者另一种陈述，不能依据我们的方便先用一种陈述，然后再用另一种。

我通过埃弗雷特知道了这个例子，他想设计一个实验来解决这个问题。我再次提到了埃弗雷特实验，因为它支持我所认为的理论定律和因果主张之间的客观性区别。它提醒我们，与理论说明不同（仅仅最佳说明推理能够证明它是对的），因果说明有独立的真值检验，我们能够通过受控实验来搞清楚我们的因果假说正确与否。事实上，这种实验在萨尔蒙为最佳说明推理辩护的例子中扮演着重要的角色。

4.3 巧合论证

在最近的一篇论文[8]中，萨尔蒙考虑了佩兰（Jean Perrin）关于原子存在和阿伏加德罗假说（Avagadro's hypothesis）原理（在每克分子液体中有固定数量的分子*）的观点。佩兰小心翼翼地完成了胶体中的布朗运动（Brownian motion）实验，从中他能够非常精确地计算出阿伏加德罗常数（Avagadro's number）。在1913年的短文中，他总结了他的实验并重新叙述了原子存在的证据，这有助于他在赞成这些假说的物理学家团体中的影响力。除了布朗运动，佩兰还列出了十三种截然不同的物理情况，每一种都能得出

---

* 摩尔是由克分子发展而来的，12克^{12}C中所含碳原子的数目就是1摩尔。——译者

一个阿伏加德罗常数的定值。这些都指向相同值的各种各样的证据一定能使我们确信，正如佩兰所主张的，原子是存在的而且阿伏加德罗假说是正确的。

对大多数人来讲，佩兰的论证是最佳说明推理的一个范例，而且显示了那种方法的公正。我认为这是对论证结构的误判。佩兰没有作出最佳说明推理，其中说明应包括从理论定律到详细描述被说明项如何出现之间的任何事情。他作了一个更受限制的推理——最可能原因推理。

一个设计得很好的实验允许我们从更多可观察的结果特征来推断原因特征。在佩兰之前，化学家们将注意力集中在悬浮微粒的大小和速度上。但是这种研究是没有回报的，测量很困难，而且结果也没有很大意义。佩兰转而研究布朗颗粒在平衡态的高度分布。从他的结果来看，根据用于碰撞作用的相对简单的模型，他计算出了阿伏加德罗常数。佩兰是一个杰出的实验家，他能够找到对他想要研究的原因的准确特征特别敏感的非常特殊的结果，这是他的天才特质的一部分。按照他的模型，每摩尔载体液体正好有 6×10^{23} 个原子的事实与他观察到的分布有一个明确而又可计算的差值。

模型的角色很重要，它确实说明了在佩兰的论证结构中，巧合扮演了什么角色。我们从结果特征推断原因特征总是在其他知识背景的衬托下。我们的目的是找到具有特定结构的原因。作为结构的结果出现什么样的效果将对连接两者的因果过程的确切本质高度敏感。如果弄错实验中连接因果的过程，我们所观察到的可能就不是我们在研究中所认为的从该原因得到的结果。我们的结果可能仅仅是实验的人造物(artefact)，而且我们的结论将毫无价值。

佩兰显然担心他所引用的十三种现象中的第一种：气体的黏度，即通过范德瓦尔斯方程(Van der Waal's equation)和气体动理学理论得到了一个阿伏加德罗常数的值。在其著作《原子》(*Atoms*)中，他写道："对于所有这些数据，最可能误差大约为30%，归因于得出克劳修斯-麦克斯韦(Clausius-Maxwell)和范德瓦尔斯方程计算中所作的近似。"他接着说，"动理学理论应当得到我们的赞同，[但是]它不能完全被确信无疑，因为它包含有很多假说。"(我理解他的意思是"未经证实的假说"。)什么能让佩兰不再担心呢？他在下面的话中告诉我们，"如果用完全独立的方法得到了相同的分子数值，我们就应该相当肯定该理论了。"[9]

这就是巧合的切入点。我们有十三种现象，从中我们能计算出阿伏加

德罗常数。这些现象中的任何一种——如果我们充分相信原子行为如何导致这种现象——都足以使我们确信阿伏加德罗是正确的。我们常常不够确信;我们想进一步确信我们正在观察一个真实的结果而不是实验的人造物。这就是佩兰所面对的情况。他对他的计算所基于的一些模型缺乏信心。但是他能引起巧合。如果每个观察结果都是人造物同时又都如此接近于阿伏加德罗常数,这难道不是一种巧合吗?结果的收敛性为佩兰的不同计算中使用的各种模型都足够好的想法提供了理由。因此它再一次使我们相信那些模型能合理地从结果特征推断原因本质。

对于佩兰的十三种情况中的每一种,我们都可以从一个具体的结果推断出一个具体的原因。我们有资格这样做,因为我们假定,原因通过特定的具体因果过程导致结果。原因结构在物理上决定结果结构。巧合进入了佩兰的论证,但不是以通常支持最佳说明推理的方式。没有任何联结类似于理论定律和现象学概括之间将两者放在一起并说明的因果传播。说明性定律概括了现象学定律,但不能使它们为真。巧合对定律没有帮助。我们没有理由从任何现象学定律推断说明性定律必须是这样的,增加例证也是没有用的。

我提到是哈曼引入了"最佳说明推理"的表达。哈曼在他的原文中用了两个例子。[10]第一个就是我们正在讨论的例子:相信原子。第二个是来自于日常生活的普通而又重要的例子:推断是管家所为。注意,在这两个例子中,我们都要推断关于具体原因的事实:它们不是一些普通说明性方案的定律推理。像佩兰的论点一样,这些例子并不支持推导说明性定律真实性的普通方法。它们所阐明的是一个更有限制的推理:最佳原因的推理。

4.4 结论

佩兰没有作最佳说明的推理,只作最可能原因的推理。这是现代物理学的典范。"竞争性"理论处理方法,即为相同的现象写出不同的定律,在物理学中受到鼓励,但是仅仅允许一种因果假说。即使哲学家通常相信定律而否定原因,物理学中的说明性实践正好相反。

第5章　说明何时导致推理

5.0　引言

我们什么时候能够推断出最佳说明呢？这个问题将科学实在论者一方区别于另一方，即操作主义者、工具主义者、实证主义者和建构经验论者。显然有某些规定来确保“最佳”就是指足够好。但是这些一旦被理解，实在论者对该问题的回答是“总是”，而反实在论者的回答则是“从不”。实在论者问，“如果不为真，怎样能说明呢？”反实在论者认为这个问题揭示了一个错误观点：我们在说明中做什么。说明（至少是对关于实际争论焦点的理论科学所作的高水平说明）简捷有效地组织晦涩的且也许不可认识的大量非常详细的已知现象知识。但是组织力和真理没有什么关系。

我将讨论两个反实在论者：范・弗拉森和迪昂。范・弗拉森在《科学的形象》[1] 中为他称为“建构经验论者”的反实在论提供了有力出色的辩护；迪昂的观点在他1906年的杰作《物理学理论的目的和结构》[2] 中有所体现。根据范・弗拉森的观点，建构经验论者主张：

> 科学目标给我们与经验相一致的理论，接受一个理论也就意味着相信它与经验是一致的。（基本上，“只要一个理论所描述的这个世界上可观察的事物和事件确定是真的”，它与经验就是一致的。）[3]

范・弗拉森把实在论者和建构经验论者之间的区别看作是态度上的区别。两者都可以通过显示即将发生的现象是如何从某些基本原则派生的加以说明。但是两派哲学家对原则持有相反的态度。实在论者相信原则是真的并且真的产生了现象；而建构经验论者仅仅相信原则足以衍生现象。

范・弗拉森说，实在论者弄错了。当理论成功地拯救现象时，科学实在论者准备去推断定律是真的（或者接近于真，或者暂时为真），而且其实体存在。范・弗拉森则认为，理论拯救现象的成功给出的理由使我们相信的只是：它拯救了现象，仅此而已。理论为真是没有理由的附加假设。

这也是迪昂观点的核心。迪昂没有与能用归纳法证实的现象学定律争论,他所反对的是理论定律,理论定律的唯一基础是其解释力。像范·弗拉森一样,迪昂拒斥理论定律,因为他不赞同最佳说明推理。范·弗拉森和迪昂通常都不反对扩展推论,他们专门具体攻击一种特殊的推理(他们认为这种推理是无效的)——最佳说明推理——从而攻击它所引起的科学实在论。

这就是他们的观点真正有趣之处。他们特别反对一种模式的推理和一种类型的科学结论。他们不从彻底怀疑论的立场展开论证,这种立场从我们感官的弱点和能力的匮乏出发,得出永远没有人知道任何事情的结论;他们也不从意义理论的立场展开论证,这种立场认为理论所言与道德、因果、宗教一起都缺乏真值。最后,他们也不像康德(Kant)是先验唯心主义者;他们也不(用哈金的聪明标签)像普特南那样是先验唯名论者(普特南主张由于思想从来不能与实在相联系,所以我们的知识充其量只能够达到内在一致性)。迪昂和范·弗拉森在科学知识的范围内作了区分,而怀疑主义、实证主义和先验论是整个科学领域的普遍学说。迪昂和范·弗拉森都承认许多推理是合理的,但仅仅按照说明就能证明纯理论的推理是不合理的。

他们的论证很有说服力。但我认为范·弗拉森和迪昂排除得过多。从前几章看,很显然我共享了反实在论关于理论定律的观点。另一方面,我相信理论实体,这就是本章中的主要论题。反对最佳说明推理并不反对理论实体提供的说明。这些是因果说明,从结果到原因的推理是合理的。关于这些推理的结构,我没有什么新内容要说。我的目的仅仅是要展示,我们在范·弗拉森和迪昂各自的基础上能够成为理论实体实在论者。

5.1 范·弗拉森的批评

范·弗拉森问:“我为什么应该相信理论实体?”这里有一个标准答案:在现象学层次上没有真正的规则。科学发现真正的规律性只是在理论实体中。一旦列出了这些,我们就有了一个有力的说明性方案。我们在理论层次上主张的无例外定律(exceptionless laws)不仅仅能够说明为什么现象有这样的规律,而且能够说明我们为什么看到了例外。范·弗拉森同意这种说法。但是他问,我们有什么理由从一组原则拯救现象的事实出发推理得到它们是正确的事实呢?我们需要一些理由,一些好的理由,尽管肯定不是一个最后的理由。许多论证穿着合法性的外衣:“我思。故,我在。”但并不

是："P 说明了 Q；Q 为真，因此 P 为真。"

这个论证和迪昂的论证一样，认为真相是说明的外部特征。例如，某事物作为一个说明能够满足所有其他的标准，但却不是真的。这就是我们经常被教导的对托勒密天文学的思考方法。它可能很好地形成了一个完全令人满意的说明性方案，然而却不能解决真相问题。例如，中世纪的皮科洛米尼（Piccolomini）是迪昂的偶像之一，他对托勒密（Ptolemy）和他的追随者的理论评论说：

> 对于这些非常有能力的天文学家来说，他们的模型拯救了表象，他们考虑到了天体运动的计算、排列和位置。事物是否真的如他们设想的那样？这个问题留给自然哲学家们去考虑吧。[4]

如上一章所述，迪昂反对最佳说明推理的论证是冗余的论证：对于任何给定的一组现象，在原则上总是不止一个同样令人满意的说明，而且有些说明是不相容的。因为不是所有的说明都是正确的，所以很明显，正确性不依赖于对说明的满足。有时，从认识论的角度来解读迪昂的论证，他用来立论的不在于判据是什么，而是我们去看它们是否成功的能力。从认识论的角度来解读，迪昂维护的只不过是：*就我们能够说的*，总是存在同样表现为真的不同定律，而且是互不相容的。

我认为这是一个错误的解读，因为它是我们知识的一般特征，没有显示迪昂所批评的"最佳说明推理"特有的东西。例如，迪昂不反对归纳概括所引起的现象学定律。一个常见的事实就是，可能构建不同的归纳规则，使它们从相同的证据中产生不同的概括。只要我们能说出来，这里总是有不止一个不相容的定律看起来同样正确。迪昂知道这些与归纳推理有关的问题，但是他没有细想。他所关心的不是这种认识论的问题，而是真理与说明之间的关系。

我认为，迪昂和范·弗拉森都将真理作为说明的外部特征。这里有一个类比。我让你给我讲一个有趣的故事，你照办了。我可能补充要求故事应该是真的。但是如果我这样做，那就是一个新的额外的要求，就像皮科洛米尼的自然哲学家所要求的一样。他们会将某事物称为一个*真正的*说明，只有当说明做了其他所有应该做的并且*额外地*是真的。下面是另一个类比。范·弗拉森和迪昂要求我们讲出关于说明性关系的特殊性。为什么第

二个被关系者的真理保证了第一个真理？前两名关系一般没有那种特征。考虑另一个前两名关系：________在1980年西方华盛顿会议时的论文紧接着________。那年，我的论文紧接着沃尔海姆（Richard Wollheim）的论文，沃尔海姆的论文极有可能是正确的，但是那并不能使我的论文也正确。

5.2 理论实体的案例

范·弗拉森和迪昂认为，说明仅仅是将支持它的真理作为其附加部分，但是因果说明用真理来构建说明。当我从结果推断原因时，我问是什么导致结果的发生。根本就没有那种说明，除非确实出现了一个原因；而且在接受这种说明的过程中，我接受的不仅是它在组织和澄清的意义上作了说明，而且还接受它为我呈现了原因。我新种的柠檬树生病了，叶子发黄而且脱落。我最终的说明是，水积聚在柠檬树生长的橡木桶底部：水是柠檬树病的原因。我在桶底凿了一个洞，污水流了出来。这就是原因。在我凿洞之前，我仍旧能够给出一个说明，而且给出说明就是提出一个假定的原因——水。对于说明，必须有这样的水才是正确的。由原因导致的对结果的说明有一个有存在根据的部分，不只是一个随意的附加成分。

同样，当我说明电场中明亮的微小液滴下落速率的改变时，断言液滴上有正电子或者电子，我从结果推导原因，而且如果没有液滴上有电子或正电子的直接含义，说明根本就没有意义。这里不能凿一个洞让电子在我们的眼前涌现，但是产生了其他结果：如果液滴带负电荷，我用正电子发射器照射它，就改变了液滴的下落速率，发射器的正电子抵销了液滴上的电子。我在完成这样一种说明的过程中使用的不是自然界的基本定律，而是电子和正电子的属性，以及非常复杂的和非常特殊的要求说明它们在这种情况下会有什么行为。我推出最佳说明，但仅仅是以一种推导的方式：我推导出最可能原因，而且那个原因是一个特殊的术语，我们称之为理论实体。但要注意，电子不是任何特殊理论的实体。在一个相关的语境中，范·弗拉森问它是玻尔电子（Bohr electron）、卢瑟福电子（Rutherford electron）、洛伦兹电子（Lorenz electron）还是其他什么电子。答案是，它是电子，关于电子我们有大量不完全的、有时是冲突的理论。

事实上，我应该在这里用范·弗拉森的一个例子来说明我们如何不同。在一个云室中，我们看到了某种径迹，范·弗拉森认为该径迹与空中喷气式飞机的雾化尾迹有大致相同的物理说明。在每种情况中，我都可以通过陈

述一些定律来说明该尾迹。但是实体是怎样的呢？我认为，云室中的径迹最可能的原因就是粒子，而且当我发现更多时，我甚至能够告诉你那种粒子的某些专门属性，那完全不同于范·弗拉森所说的空中喷气式飞机。因为在那里范·弗拉森说，看看尾迹头部的斑点，或在这里用这种高倍放大镜去观察。当我们接触到云室时，却没有这种观察。我同意那个前提，但不同意结论。在说明粒子径迹中，我说粒子导致径迹，而且那种说明（或者最可能原因推理）没有任何意义，除非有人断定是运动中的粒子导致、引起、制造、产生了那种径迹。云室中的粒子只是一个例子。我们对理论实体的相信通常根据从具体结果到具体原因的推理。这里对范·弗拉森-迪昂问题有个回答。理论实体说明的特殊之处在于，它是因果说明而且存在（existence）是因果主张的内部特征，与理论定律没有任何相似。

范·弗拉森不相信原因。他认为所有因果主题都是编造的。在这里，那是不相关的。不相信原因的人不会给出因果说明。有人可能会怀疑某些特定的因果主张，或者就像范·弗拉森一样怀疑给出因果说明的整个体系。这种怀疑仅仅与你应该认为因果说明如何令人满意有关。一旦你已经接受了这种说明，它们就与你能作出哪种推理无关。

通过对照因果说明与另一原因定律的说明，或者我上面提到的“领先论文”关系的叙述，我们可以看到这一点。我们需要整理一下范·弗拉森-迪昂的挑战，这个挑战已经从更一般的认识论担忧讨论过了，它使我们怀疑（或许我们总应该如此）是否我们真的做了一个好的说明。因此让我们引入一个虚构。上帝可能告诉你，沃尔海姆的论文在我的之后，而且他的论文是正确的。你对这些陈述都毫不怀疑。这对我的论文的正确性毫无意义。同样，上帝告诉你，薛定谔方程对放射性衰变的现象学定律提供了一个完全令人满意的推导。你毫不怀疑该推导是正确的，但是你仍旧没有理由相信薛定谔方程。另一方面，如果上帝告诉你，根腐烂是叶子变黄的原因，或者负电荷产生的电离说明了云室中的径迹，那么你确实有理由（结论性的理由）相信桶中有水或者云室中有电子。

5.3 反对意见

我认为，最可能原因推理与最佳说明推理相比有不同的逻辑力（logical force）。劳丹（Larry Laudan）提出了一个严肃的反对意见：“在我看来，你的区分看似真实，仅仅因为你坚持（显然是武断的）赞同理论定律的实用主义

观点(pragmatic view)和因果陈述的非实用主义观点。"[5] 为了说明为什么我认为这个区分不是武断的,我将展示两种关于说明的非常常见的观点,一个是演绎-律则(D-N)模型[6],另一个是迪昂的观点。范·弗拉森要求实在论者给出一个关于说明的论述,以揭示为什么与被说明项的真实性相结合的说明的成功能证明说明项的真实性。我认为因果推理的情况中对这个问题有一个回答。同样,在D-N论述中也有一个回答。如果D-N模型正确论述了说明像什么,我就承认我的区分是武断的;但是如果迪昂正确的话,情况就不是这样了。

如果我们能够想像我们的说明性定律使得现象学定律正确,那就符合了范·弗拉森的质疑。但是同样有另外一个更加看似真实的论述。我会在下一章中非常详细地讨论这个论述。格伦鲍姆(Adolf Grünbaum)给这个观点作了一个简短的概括:

> 当(一个比较全面的定律)G 在逻辑上使(一个不太全面的定律)L 成立并因此为 L 提供了一个说明时,G 不是 L 的"原因",明白这一点至关重要。更加明确的是,定律被说明,不是通过显示它们肯定是原因产生的结果的规律性,而是通过承认它们的真理是更为全面的真理的特殊情况。[7]

任何特殊情况下,基本定律都被假定作了与被它们说明的更具体的现象学定律一样的声明。一旦提供了该情况的描述,这一点就被现象学定律可从基本定律演绎而来的事实所证实。如果现象学定律正确地描述,那么基本定律也一样,至少是在那种情况下。这里仍然存在一个归纳的问题:基本定律对整个情况作了正确的概括吗?但至少我们看到了为什么说明的成功需要说明项的正确性。说明现象学定律就是要重述它,但要使用一种充分抽象的、概括的、同样论述了大量其他现象学定律的方式。说明性定律正确地论述发生了什么;但不像现象学定律,它们用经济的方式描述了很多。

这个看起来直截了当。说明还能是其他的什么呢?但与迪昂形成对照。迪昂相信自然现象被粗略地分成自然类。实在论者寻找统一自然类成员共有的事物,但迪昂否认存在这种事物。没有什么能超过自然的大体事实了:有时,有些事物的行为像另一些事物,一事件的发生是另一事件要发生的提示。说明提供了一个方案,允许我们使用这些提示。光和电行为方

式相似，但是类推的过程是复杂且困难的。对于我们，很容易假设电磁场和麦克斯韦的四条定律，将光和电看作是同一潜在特征的一种表现。其实并不存在这样的特征，但是如果我们小心，我们最好是去研究这些虚构的统一体，而不是试图直接理解大量类推和反类推。因为现象粗略地划分成自然类，我们提出的说明性方案与它们做的一样，甚至产生了新颖的结果。但实际上，现象是完全不同的。它们只是在某些时期以某种方式彼此类似，而且为所有同类成员产生一个正确描述的 D－N 模型的尝试一定不可避免地失败。我们不能期望找到一个说明性定律，它描述两个实际上不同但又都正确的现象。我们能够要求说明的是一个允许我们发掘存在何种相似性的方案。

这些是对两种观点非常粗略的描述，但是足以看出两者体现了完全不同的说明概念。这不只是选择哪个的事，因为它们被加入到截然不同的形而上学图景中。实际上，两种观念相遇了，因为在实际生活说明中，演绎性失败是通则。迪昂预见到这一点。但是 D－N 模型的提出者同样能够说明实际事实。他们不是将演绎性的失败归因于自然缺乏统一，而是归因于我们必须胡诌的每一个特殊理论的失败。

关于范・弗拉森质问的这两种概念上的差异，可能会被这种实际的趋同所模糊。我们有时错误地认为，单个说明在每一种理由上看起来都会一样。范・弗拉森本人似乎也这样想，因为他要求理论提供的经验子结构与现象的真正结构应该是同构的。但是迪昂说，至多能有一个粗略的匹配。如果迪昂是对的，不管我们怎样好地发展我们指望的科学学科，都不会有大量正确的演绎说明。

迪昂支持那些认为“物理学理论是一个抽象的系统，其目标在于总结并逻辑地划分一组实验定律，而不是说明这些定律”的思想家，其中“说明（诠释，澄清）就是将实在从像面纱一样覆盖它的表象中剥离，从而看到裸露的实在本身”[8]。在努力维持形而上学的中立中，我们可以作出比迪昂或者 D－N 假说更一般的说明：说明一组现象学定律就是给出他们的物理理论，一种在迪昂的意义上的物理理论，即总结了定律和逻辑地分类的物理理论；直到此时我们才能在被要求在揭开表象的更深层意义上保持中立。这就是我在本章中作的总体论述。

无疑，我们能在这种意义下说明。物理理论大量存在，而且我们不必指望将来的科学完满指出它们在概括和组织方面相当成功，这就是它们现在

所做的事情。但是最起码不回避问题实质的说明含义无法应对范·弗拉森的质问。需要真理的成功的组织并没什么。被剥离的刻画却并非如此。我们需要D－N说明的所有附属物以得到真理与说明之间的必要联系。但是超越被剥离的观点到D－N说明中包括的整个形而上学，就是正在讨论的问题了。

对劳丹的批评仍旧有很多。劳丹本人曾经写了一篇妙文去反对最佳说明的推理。[9] 他论证的要点在于：最佳说明的推理是一个贫乏的推理形式，重复产生错误的结论。他逐个评论科学史上的案例，说明我们现在知道的其中的最佳说明都是错误的。劳丹认为，这一问题同样烦扰着理论定律和理论实体。对于我的观点，他说，

> 我想要知道的就是，理论定律的证据（你承认它们并不有力）和理论实体的证据之间有什么认识上的差别——以致我们有理由作出结论，比如电子和质子存在，但是我们没有资格断定那些理论定律大概是正确的。在我看来，两者在认识论上都可能处于相同地位。

劳丹较为人所知的例子就是电磁以太，以太"被一个半世纪以来各种各样独立的来源所支持"。他问"电的单流体理论和二流体理论令人羡慕的成功表明真的存在电流吗？"[10]

我有两点意见，第一点非常简短。尽管电磁以太是一个显著的例子，我认为这些例子要比劳丹所认为的更加少见。因此我们有一个历史上的争论。第二点意见涉及第一个。我一直在说，如果要接受一个给定的因果说明，就必须保证原因的存在。同样的评判却无法被用于认为理论说明良好。当我们解决这个重要且困难的问题时，两个观点相互缠绕，什么时候我们有合理的理由认为因果说明是可接受的呢？因果假说是一个通常令人满意的说明性理论的一部分，这是不够的，因为组织、预测和分类的成功从来不是真理的一个论据。这里，正如我一直强调的，直接实验检验的想法至关重要。考虑一下在导言中提到的激光公司——光谱物理学——的例子。光谱物理学工程师通过辐射量子理论、非线性光学等的帮助构建了它们的激光器；而且他们计算了这些激光的性能特征。但是那些并不能令他们的顾客满意。为了保证得到顾客要求的结果，在测试运行期间，他们每几个月就会消耗价值25万美元的激光器。

鉴于我们在实验检验中的所作所为，我的看法与穆勒的方法不同，即这里没有普遍的理论。我们操作原因，看结果是否以适当的方式发生变化。对于特定的因果要求有不同的具体方法。哈金在《实验与科学实在论》(*Experimentation and Scientific Realism*)中给出了一个长例子，使用Stanford's Peggy II去检验弱中性流中的宇称破坏。在那里他作了惊人的声明：

> 操作主义者不相信电子，因为，使用迪昂从中世纪科学中找回的词就是，它们"拯救现象"。相反，我相信电子，因为我使用它们创建新的现象，例如弱中性流相互作用中的宇称破坏现象。[11]

我同意哈金的说法：当我们能用精细的方法操作理论实体以干预其他过程时，我们就有最好的证据可能支持我们关于它们能做什么或不能做什么的主张；就像那些被受到检验的因果主张所保证的理论实体，在科学的进程中几乎被完全遗弃。

5.4 结论

我相信理论实体，但不相信理论定律。当我努力去说明我关于理论定律的观点时，我经常遇到一个标准的实在论者的回应："如果一个定律不为真，怎么能够说明呢?"范·弗拉森和迪昂教我们去反驳，"如果它为真，怎样说明呢?"什么使说明保证了真理呢？我认为，当一个定律说明另一个的时候，这个问题没有看似真实的答案。但是当我们推理理论实体的时候，情况又不同了。推理是因果的，接受说明就是承认原因。在我种柠檬树的桶中有水，否则我就不会对它的疾病作出说明；如果在云室中没有电子，我就不知道为什么有径迹。

第 6 章 谈谈现象学定律

6.0 引言

一个长期的传统惯例将基本定律与现象学定律区分开来，并且偏爱基本定律。基本定律本身是正确的，现象学定律仅仅由于更为基本的定律才成立。这个观点体现了一种关于基本说明性理论的基本定律的极端实在论。基本定律不仅是正确的（或者说如果我们有合适的基本定律的话将会是如此），而且在某种意义上来讲，它们比它们所说明的现象学定律更加正确。我的观点正好相反。之所以如此，不仅是因为基本定律是针对不可观察的实体和过程的，而且因为理论说明本身的性质。正如我在前面几章经常提到的，和迪昂一样，我认为，基本理论的基本定律和方程以一种优雅而有效的方式对我们的知识进行了组织和分类，该方式允许我们做非常精确的计算和预测。我们理论的大多数说明和预测能力在于其基本定律。然而我们科学知识的内容却表达在现象学定律中。

假设一些基本定律被用于说明一个现象学定律。激进的实在论者因为更多基本定律而认为该现象学定律是正确的。关于这一点，一个初步的说明就是，基本定律使得现象学定律正确。从一种相当字面的意义上来讲，现象学定律的正确性来自于基本定律的正确性——像因果关系一样的某种东西存在于它们之间。这就是 17 世纪波义耳（Robert Boyle）和胡克（Robert Hooke）的机械论哲学观。当上帝写自然之书（Book of Nature）的时候，他写出力学的基本定律，并且设置了宇宙中物质的初始分布。凡是正确的现象学定律都作为结果出现。但是这不仅仅是 17 世纪机械论哲学的观点；它存在于很多现代科学哲学（特别是某种还原论）的核心，我认为它部分地成为说明的演绎-律则模型有普遍魅力的原因，尽管它肯定不是 D－N 模型的最初提出者（诸如亨普尔、格伦鲍姆和内格尔）曾经考虑的观点。我习惯用这类的观点，并在课堂上使用以帮助学生接受 D－N 模型。我力图用两个创世论的故事来说明该观点。

想像一下，上帝打算写自然之书，让圣彼得（Saint Peter）作为助手。上

帝可能以机械论哲学认同的方式来写。上帝自己决定了力学的基本定律将是什么,以及物质在空间将如何分布;然后他留给圣彼得辛苦而乏味的计算任务,计算在这样的宇宙中将出现什么样的现象学定律。这个故事给出了还原论者观点的内容:力学定律是基础的,其他定律都是副现象的(epi-phenomental)。

另一方面,上帝可能特别关心自然界中有什么规律性。在定律之间将没有差别:上帝自己将会指示它们中的每一个——不仅是力学定律,还有化合键(chemical bonding)定律,细胞生理学(cell physiology)定律,小群相互作用(small group interactions)规律,等等。在第二个故事中,圣彼得的工作更是苛刻。给圣彼得留下的是困难而又精密的工作,即一开始就找到物质的某种可能安排,让所有的不同定律永远一起运作而不产生矛盾。正是由于这个原因,所有的定律立刻都为真,没有任何一个定律比其他定律更基本。

这里,上帝和圣彼得的不同角色是至关重要的:他们使得下面的观点有意义,即整个定律的集合中,每个定律都被假定为真,一些定律比其他定律更为基本或者更为正确。对于17世纪机械论哲学,上帝和自然之书是考虑定律及其之间的关系的合理设计。但是对于今天的大多数人来说,这些故事是纯粹的隐喻。很长时间以来,我用隐喻并进行一些非隐喻性的分析;现在我认为不能那么做。没有了上帝和自然之书,自然界中一个定律源于另一个,基本定律是基础的,其他定律在字面意义上"由于"基本定律而有效,这些观点也就没有意义。

这里,说明的D-N模型看起来可能有帮助。为了解释并维护还原论者的观点,我们在自然界中寻找了一些规律的准因果关系。当我们不能找到任何合理的办法去刻画自然界的这些关系时,我们就将注意力转移到语言上来。演绎关系(它被认为在科学说明的定律之间是成立的)为我们在物质世界不能找到的因果关系扮演了一个形式上的替身。但是,一旦我们脱离令人怀疑的形而上学,D-N模型就不再支持实在论了。只要我们认为定律论述之间的演绎关系反映了定律之间的责任次序,我们就能够明白为什么说明的成功应该支持说明定律的正确性。没有了形而上学,一些优雅的方程能组织许多现象学定律的大量复杂信息,就不再支持这些方程正确性了。正如我在上一章中所主张的,我们需要一些假说来说明基本方程式和较复杂定律之间的联系被认为是什么。我们看到格伦鲍姆已经勾勒出

这样一个假说。我认为他的勾勒与许多同时代的实在论者的观点一致。格伦鲍姆的观点避开了形而上学,而且应该是任何现代经验主义者可以接受的。回想格伦鲍姆所说的:

> 当(一个比较全面的定律)G 在逻辑上使(一个不太全面的定律)L 成立并因此为 L 提供了一个说明时,G 不是 L 的"原因",明白这一点至关重要。更加明确的是,定律被说明,不是通过显示它们肯定是原因产生的结果的规律性,而是通过承认它们的真理是更为全面的真理的特殊情况。[1]

我将基本定律与现象学定律之间关系的说明称为一般-特殊说明(*generic-specific* account)。它主张,在任何特定集合的情况中,基本说明性定律与其说明的现象学定律作出相同的声称。现象学定律是相当于基本定律在即将发生的情况中产生的结果。但是基本定律是优先的,因为它们用一种更为普遍的方式论述事实,以便作出各种不同情况的声称。

一般-特殊说明被说明的 D-N 模型很好地支持:当基本定律说明现象学定律时,现象学定律从更基本的规律和同时发生的现象学定律的环境描述中得到。演绎显示的正是基本定律在环境描述中所主张的。

但是事实上,说明很少是演绎的,因此一般-特殊说明从实际的说明性实践中获得了很少的支持。萨尔蒙[2]、杰弗里[3] 以及现在的许多其他人都一直在有说服力地争论说明不是论证。但是他们的观点好像直接针对某个单一事件的说明,而且很多哲学家仍旧期望我们这里所关心的这种说明(在那里,一个定律源于其他更基本的定律)仍旧遵循 D-N 形式。D-N 说明看起来经常适合这些情况的一个理由就是,它是在已经作了很多科学工作之后开始考察说明。但它忽视了一个事实,即物理学中的说明一般从一个模型开始。放大器的小信号特性的计算就是一个例子,我会在下一节讨论。[4] 我们首先决定用哪个模型——可能是 T 模型,也可能是混合 π 模型。那么,我们只需写出这个方程,从它开始我们的推导。

哪个模型是正确的呢? 每一个肯定都有优点和缺点。计算 CE 阶段中频(midband)属性的 T 模型方法是直接而且简单的,但是如果需要知道偏置条件(bias conditions)改变时 CE 阶段如何改变,我们就需要知道晶体管电路中的所有参数如何随偏置而改变。在 T 模型中产生这些结果是难以

想像地困难。T 模型也缺乏一般性，因为每一次构型改变都需要一次新的分析，而混合 π 模型方法在网络的系统分析中最有用。这就是我们必须将理论用于像放大器这样的实际物理系统时的通常情况。为了不同目的，有不同不相容定律的不同模型是最好的，而且没有单个模型能恰好适合（所有）这些（不同的）场合。情况的（各种）因素无法挑出一个正确的模型来使用。

我将在后几章中详细地讨论模型。在这里，我想要丢开我对模型的担心，并考虑一下，一旦选定了模型，推导如何进行下去。D－N 说明的支持者倾向于认为，至少一般-特殊说明是好的。但是，当看到物理学或者工程学中的实际推导时，这个观点显然又错了。从基本方程开始，到现象学定律结束，从来就不是严格的演绎。相反，我们需要各种不同的近似。在物理学的任何领域充其量有若干个严格的解，而且通常是人为的处理，工程学则更糟。

一般-特殊说明的支持者倾向于认为，使用近似并不背离他们的观点。他们这样谈论近似：得到近似解的过程与 D－N 说明平行。人们从我们持有的精确普通方程和适合的状态描述开始。严格地解这些方程即使不是不可能的，通常也是比较困难的，因此我们依靠状态描述来作出近似处理。在这些情况下，近似解只是一个替身。我们认为，严格解给出了更好的结果，但是因为计算困难，我们必须满足于采用某种近似方法。

有时这种谈论并不遥远。近似偶尔像下面这样管用。例如，考虑一下用于决定飞机的等效空气速度 v_E 的方程［其中 p_T 是总压强，p_0 是围压（ambient pressure），ρ_S 是海平面密度，M 是马赫数（Mach number）］：

$$v_E = \left[2\left(\frac{p_T - p_0}{\rho_S}\right) \times \left(\frac{1}{1 + M^2/4 + M^4/40}\right)\right]^{\frac{1}{2}} \qquad (6.1)$$

被这个方程决定的 v_E 的值接近于飞机的真实速度。

式(6.1)中，近似以两种截然不同却是典型的方式出现。首先，第二项，只有飞机速度与马赫数 1 接近时，

$$\frac{1}{1 + M^2/4 + M^4/40}$$

项才有效。如果 $M < 0.5$，第二项就被舍弃，因为得出的 v_E 的结果

$$\left[2\left(\frac{p_T - p_0}{\rho_S}\right)\right]^{\frac{1}{2}}$$

与(6.1)得到的结果差别甚微。由于这个变动差别甚微,我们能够用

$$v_E = \left[2\left(\frac{p_T - p_0}{\rho_S}\right)\right]^{\frac{1}{2}} \tag{6.2}$$

计算 $M<0.5$ 时 v_E 的近似值。其次,(6.1)已经是一个近似,而不是一个精确的方程式。项

$$\frac{1}{1 + M^2/4 + M^4/40}$$

在分母中还有其他项。它是一个泰勒级数(Taylor series)展开式。展开式中的下一项为 $M^6/1600$,因此我们在分母中得到

$$\frac{1}{1 + M^2/4 + M^4/40 + M^6/1600}$$

等。马赫数小于1时,忽略这个第三项导致的误差小于1%,因此我们截去第三项而只用两项。

为什么飞机飞行的速度 v 粗略地等于

$$\left[2\left(\frac{p_T - p_0}{\rho_S}\right)\right]^{\frac{1}{2}}$$

呢?因为方程(6.1)。实际上,飞机真正飞行的速度等于

$$\left[2\left(\frac{p_T - p_0}{\rho_S}\right) \times \frac{1}{1 + M^2/4 + M^4/40 + \cdots}\right]^{\frac{1}{2}}$$

但是由于 M 小于0.5,所以我们忽略误差。这里,飞机速度的推导类似于一个覆盖律说明。我们假定,方程(6.1)是一个正确的定律,它覆盖了飞机所处的状况。方程(6.1)的每一步都让我们渐渐地远离真实速度。但是我们采取的每一步都被事实证明是正确的,如果我们很小心,我们就不会错得太离谱。最终结果将足够接近于正确答案。

这是一个简捷的描述,但不那么典型。多数例子充满了一般-特殊说明问题。在我看来有两点尤其糟糕:(1)实际近似通常改进了我们基本定律的精度。通常修改后的结果比我们开始的定律严密隐含的严格结果更加精确。(2)在一般-特殊说明中,给定实际情况,推导的步骤就被假定显示了基本定律如何作出了和现象学定律一样的说明。但是事实不足以证明推导。在使用近似的地方,即使是环境的所有知识,也可能不会提供从说明它们的基本方程推导出现象学定律的必要的附加前提。不被事实所规定的选择必须被作出。我已经提到过,模型的选择就是这样。但是它也是近似过

程的例子:选择是受限制的,但是没有被事实规定,而且不同选择产生不同的、不相容的结果。一般-特殊说明的失败是因为我们得到的现象学定律的内容没有被包含在说明它们的基本定律中。

这两个问题依次在下面两节讨论。很多论据,特别是在第6.1.2节,均来自诺德比和我合写的一篇论文"近似如何让我们远离理论并接近真理"(How Approximations Take Us Away from Theory and Towards the Truth)。[5] 这篇论文也归功于诺德比的"科学实践中的两种近似"(Two Kinds of Approximations in the Practice of Science)。[6]

6.1 改进定律的近似值

在一般-特殊说明中,任何近似都有损真理。但是,很难在近似联结实在理论的层面上找到这种例子;在那个层面上,要确保基本定律在现实世界中正确,一般-特殊说明就必须起作用。通常在这个层面上,近似让我们远离理论,而且每远离理论一步就更接近真理一步。我以与诺德比合写的论文中的两个例子加以说明。

6.1.1 放大器模型

考虑按照图6.1设计的放大器。正如我以前提到的,有两个办法计算该放大器的小信号属性,即T模型和混合π模型。T模型取代用于晶体管的电路模型,并分析了结果网络。混合π模型将晶体管刻画为一组两端口的参数,并借助这些参数计算放大器的小信号属性。这两个模型如图6.2和图6.3中的虚线部分所示。

这些晶体管模型在特殊情况下的应用,给出了低频晶体管参数的初级

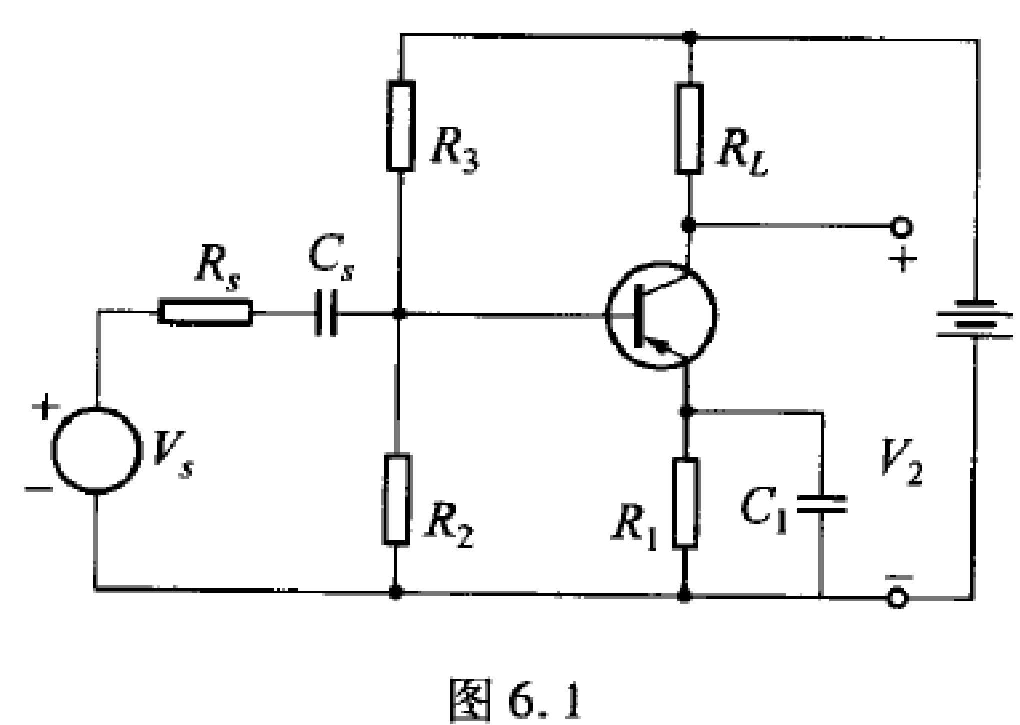


图6.1

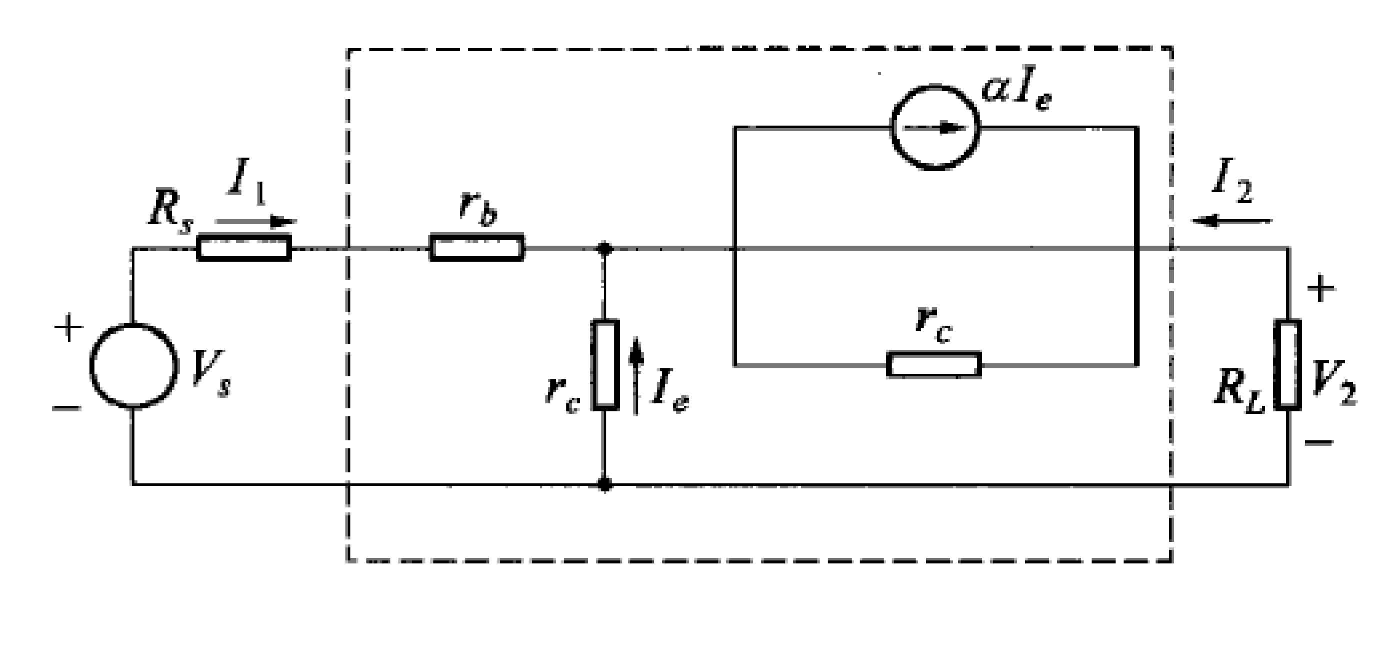


图 6.2

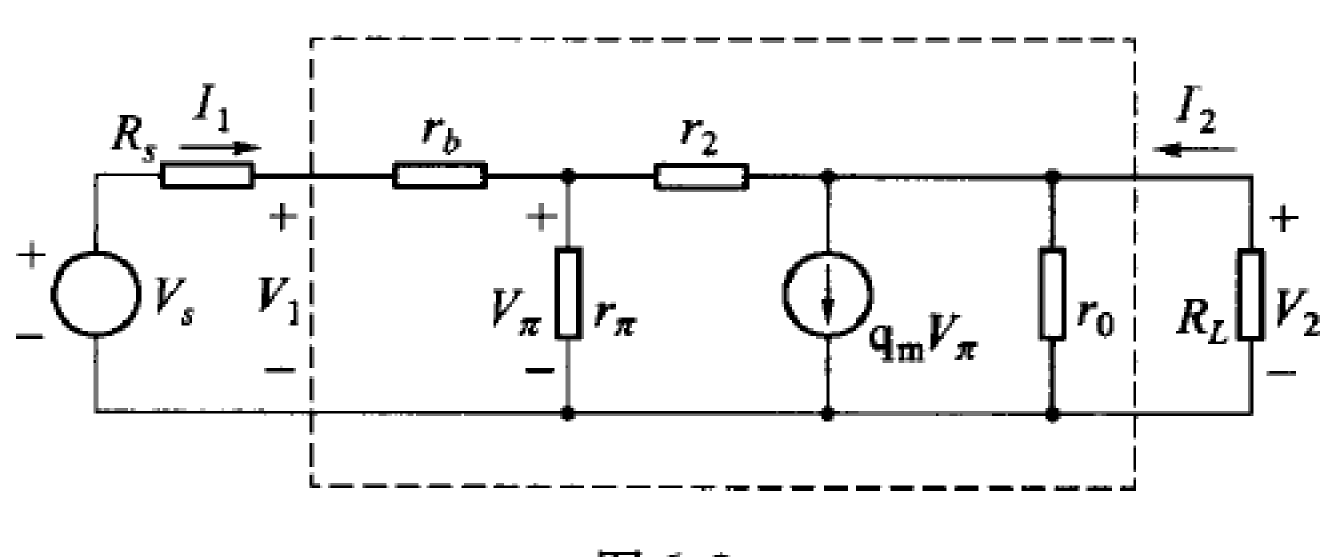


图 6.3

粗略近似。这些参数能够从理论上估计，而不必在实际电路中测量。但是总的说来，理论估计经常由于实际电路中出现的特殊因果特征而不是很精确，但是在模型中却没有。可以想像通过建立一个更大、更复杂的、包括缺失的因果特征的模型来处理这个问题。但是这样一个模型必须是专门针对正在讨论的电路，从而失去普遍适用性。

下面是一个不同过程。在被研究的实际电路中进行相关参数的测量，然后将测量值而不是理论预测值用于原始模型的进一步计算。为了加以说明，考虑一个实际的放大器，建立并测试 $I_E=1$ 毫安；$R_L=2.7 \parallel 15=2.3$ 千欧；$R_1=1$ 千欧。$\beta=162$ 和 $R_S=1$ 千欧，并且假定 $r_b=50$ 欧。中频增益(midband gain)的理论期望为

$$|A_V|=\frac{R_L}{r_e+(r_b+R_S)(1-\alpha)}=\frac{2.3\text{ 千欧}}{32\text{ 欧}}\doteq 72。\qquad(6.3)$$

这个放大器的源电压为 1.8 毫伏和 2 千赫，输出电压频率为 $f=2$ 千赫，实际测量的放大器的中频增益是

$$A_V(\text{测量值})=\frac{80\text{ 毫伏}}{1.8\text{ 毫伏}}=44。\qquad(6.4)$$

这个结果根本不接近于理论预测的值。可以通过考虑情况的两个特征

来对这一事实作出因果性的说明:第一,晶体管模型的不精确归因于一些难以诊断的因果因素的组合;第二,一个特定的已诊断的忽略——对旁路电容器中等效串联电阻的忽略。第一个不精确来自理论赋给的 r_e 的值。理论上,$r_e = kT/qI_E$,近似于 $25.9/I_E$。实际测量显示,这类晶体管的比例常数为30毫伏,因此 $r_e = 30/I_E$ 而不是 $25.9/I_E$。

第二,理想电容忽略了串联电阻。但是实际的电解电容器不是理想的。电解质中存在电流泄漏,而这种泄漏能被与电容器串联的电阻模拟。这个串联电阻经常是在1到10欧之间,有时高达25欧。低频时它相当稳定,但随着频率和温度的增高而增加。在这个特殊例子中,串联电阻 r_{C_1} 经测量为12欧。

我们现在必须修改(6.3)来说明这些特征,(6.4)给出了我们对 A_V 的测量结果,测量值 =44:

$$|A_V| = \frac{R_L}{r_e + (r_b + R_S)(1 - \alpha) + r_{C_1}} \qquad (6.5)$$

解这个方程式给了我们一个预言的中频增益47.5,它足够接近多种目标下测量的中频增益。

现在回头看一下,这个过程非常不同于一般-特殊说明所假定的。我们从一个普通的抽象方程(6.3)开始,作了多次近似,结果(6.5)产生了具体的现象学预言。因此表面上看,它可能像是一个被预测事实的D-N说明,而不像D-N说明的覆盖律,正如它所表现的,(6.3)不是真正描述应用于电路的方程。(6.3)通过说明每种独立情况的特殊因果特征而被提炼形成方程(6.5)。尽管(6.3)的严格解会产生巨大的错误,但(6.5)还是产生了精确的预言。

但是人们可能会反对:难道没有电阻加入的电路模型不正是一种理想化(idealization)吗?那有什么损害呢?我同意电路模型是表示术语理想化典型含义的一个极好例子。但是如何才能有助于基本定律的拥护者呢?大多数哲学家与理想化和平共处:毕竟,我们已经在数理物理学中用了两千多年了。亚里士多德在《气象学》(*Meterologica*)第3章第5节中证明彩虹不比半圆(semi-circle)更伟大时,不仅将太阳看作是一个点,而且一个明显的谬误是,让太阳和反射介质(也就是彩虹本身)与观察者距离相同。今天我们仍旧在天体理论中作着同样的理想化。[7] 然而,我们已经设法发现了海王星,并将人造卫星留在太空。理想化对科学进步并没有威胁。

但是这对于实在论者是一种什么样的安慰呢？理想化如何拯救基本定律的真理呢？观点看上去是这样的。称一个模型是理想化的也就是暗示该模型是在现实中发生的事情的简单化，该简单化通常忽略了一些相关特征，诸如大量的行星，或者电路模型的例子中的旁路电容器中的电阻。有时，被忽略的要素对研究结果仅仅产生微不足道的影响，但是简化对理想化好像不是那么重要，特别是工程师最终用理想化研究实际事物。称某物为理想化，被忽略因素产生小的影响看上去不是那么重要，但是他们的作用在于我们知道如何去修正它们。如果理想化是有用的，当到了将它用于实际系统的时候，我们最好知道如何将遗漏要素的作用填补回去。到那时，使用理想化好像就不反对实在论了：要么被忽略因素无关紧要，要么原则上我们知道如何处理它们。

在我所描述的意义上，电路模型显然是一种理想化。我们以方程式(6.3)开始，它是不充分的。我们知道该观点能够被改进——诺德比和我展示了如何去做。但是对于基本定律的拥护者而言，改进用错了地方。恕我直言，改进是自下而上，而不是自上而下的。我们没有从我们的理论原则中导出一个新的初始方程去替代(6.3)以修正处理方法。很明显，我们不能这样做，既然仅仅部分错误被诊断。我们做的是添加一个现象学的修正因素，该因素帮助产生正确的描述但并没有被基本定律所规定。

但是，难道我们“在原则上”不能一开始就使得修正正确并从开头就写出更为精确的方程式吗？这就是我所要质问的假设。即使我们能够，为什么我们认为，通过不断后退，努力得到包括所有重要因素的正确方程，将最终得到一些看上去是我们的基本理论的基本定律之一的简单东西呢？回忆第3章中交叉效应的讨论。在那里我强调了，我们通常对“附加的”相互作用没有任何统一的程序。当我们努力写出“更正确的”方程时，我们得到一个越来越长的、不同形式的复杂定律的清单，而不是物理理论中能够成为基本原理的若干个简单方程式。

普遍性和简单化是说明的实质，但是它们对于应用也是至关紧要的。在工程学中，人们想让定律适用于相当宽的范围，模型能一个地方接着一个地方地使用。如果我是正确的，一个实际上能够覆盖任何特殊情况的定律，没有经过任何改变或者修正，就会变得特殊到简直不能用于任何地方。回忆罗素对“同因必同果”(same cause, same effect)原则的反对：

> 被哲学家认为对科学至关重要的“同因必同果”原则，是完全多余的。只要充分给定前件，就能够使结果以某种精度被计算，而前件如此复杂，以至于极不可能重现。因此，如果这就是科学所包含的原则，那科学绝对毫无用处。[8]

罗素的解决办法就是转移到陈述属性间关系（而不是个体之间的关系）的函数规律。但是，如果我们想要精确地处理真实、复杂的情况，这个转移也不管用。工程师们习惯于函数，他们好像还不能够找到那些允许他们“以某种精度”计算结果而且不是“如此复杂，以至于极不可能重现”的函数规律。为了找到我们能够再三使用的简单定律，似乎我们最好使用那些显然需要改进的定律。按照罗素所说，如果我们模仿 D－N 说明中的近似，工程学“绝对毫无用处”。

6.1.2 指数式衰变

第二个例子关系到量子力学中的指数式衰变定律的推导。我将详细描述这个推导，但是我要强调的是默茨巴赫（Eugen Merzbacher）在一本最棒的标准课本上的概括：“事实就是，我们在放射性过程中有如此多经验支持的指数式衰变定律，不是量子力学的严格结果，而是稍微精密的近似结果。”[9]

指数式衰变定律是一个简单的、概率论上绝妙的定律，正如默茨巴赫所说，我们有很多实验支持。然而，它不能在量子理论中精确推导。该指数定律只能够通过作一些重要的近似才能导出。在常规的处理中，严格的解不是纯指数的，而是包括了几个附加项。这些附加项被假定是小的，而且严格解与近似解之间的差别对于许多现实的时间周期而言是不可观察的。事实就是，数据和任何简单化的合理标准一起（如果我们根本就是从数据归纳出定律的，那么很多这样的标准肯定是假定的）代表了指数定律的真理，但是这样一个定律不能严格地导出。因此看上去就是，我们在推导中作出的近似让我们更接近真理，而不是远离真理。

有两种指数式衰变的标准处理方法：在 1930 年的经典论文中提出的韦斯科普夫-维格纳方法（Weisskopf-Wigner treatment）[10]和较为新近的马尔可夫方法（Markov treatment），后者将一个激发原子的指数式衰变看作是阻尼量子理论中的一个特例。我们先看较新近的处理方法。这里我们思考一个与储存器（reservoir）弱耦合的抽象系统，目的在于得到系统演化的一个普

通主方程。这个方程类似于经典统计力学的演化方程式。对于我们感兴趣的特例,系统是一个激发的原子和储存器电磁场,主方程变成泡利变率方程(Pauli rate equation),它是再次激发时对指数定律的模拟:

泡利方程:

$$\frac{\partial S_j}{\partial t} = -\Gamma_j S_j + \sum_{k \neq j} \omega_{jk} S_k。$$

(其中,S_j 是第 j 种状态的占有概率,Γ_j 是寿命的倒数,ω_{jk} 是从 k 态到 j 态的跃迁概率。)

主方程的推导相当复杂。我将根据我的观点——马尔可夫近似(Markov approximation)——关注那个重要特征。通常,这样的推导开始于对复合体系——系统和储存器——状态 x 的标准二阶微扰(second-order perturbation)扩展,在相互作用绘景中形如:

$$\chi(t) = \chi(t_0) + \frac{1}{i\hbar}\int_{t_0}^{t}[V(t'-t_0), \chi(t_0)]\mathrm{d}t' + \left(\frac{1}{i\hbar}\right)^2\int_0^t \mathrm{d}t'\int_0^{t'}\mathrm{d}t''[V(t'-t_0), [V(t''-t_0), \chi(t_0)]]。$$

注意,系统和储存器在 t 时的状态通过这个方程右边的积分取决于它全部过去的历史。马尔可夫近似的观点就是导出系统状态的一个微分方程,使得这种状态在某个时刻的改变仅仅依赖于那个时刻系统的事实而不是它过去的历史。这通过两个步骤被典型地完成:(i)由于储存器的相关性只对与我们观察该系统周期相比的一个短周期有意义,将只包含储存器相关性的时间积分扩展到无穷大;(ii)由于对系统考虑的时间周期小于其寿命,令 $t-t_0 \to 0$。得出带有所期待特征的主方程。正如路易斯埃尔在他关于阻尼的那一章中提到的:

> 我们注意到,就比现在更早先的时刻,[主方程]的 r. h. s. [右边]不再包含时间积分 $S(t')$[S 是单独的系统状态],所以将来实际上被现在所决定。我们已经假定,储存器相关性时刻在某一时间标度上为零,在这个时间标度中,系统失去了有限能量……人们有时引用马尔可夫近似作粗粒平均(coarse-grained averaging)。[11]

因此,马尔可夫近似导致了主方程。因为原子与电磁场相互作用,主方程特殊化后成为泡利方程,泡利方程预言原子的指数式衰变。没有马尔可

夫近似，衰变至多只是近指数式衰变。

我们现在看一下如今我们使用的韦斯科普夫-维格纳方法。我们用精确的薛定谔方程来处理振幅，但要假定只在激发态和退激发态之间存在显著耦合：

$$\frac{\mathrm{d}c_e}{\mathrm{d}t} = \sum_f g_{ef}^2 \int_0^t \mathrm{d}t' \exp\{\mathrm{i}(\omega_{eg} - \omega_f)(t - t')\} c_e(t')$$

[其中 ω_{eg} 是 $(E_e - E_g)/\hbar$，E_e 是激发态的能量，E_g 是退激发态的能量，ω_f 是场中第 f 种模的频率，g_{ef} 则是激发态与第 f 种模之间的耦合常量。c_e 就是激发态中的振幅，没有出现光子。]

第一级近似表明，用于退激发原子的场模形成了一个近连续统。（我们在下一节学到的会更多。）因此遍于 f 的和将被一个积分所代替，即

$$\frac{\mathrm{d}c_e}{\mathrm{d}t} = \int_{-\infty}^{+\infty} - g^2(\omega)\mathcal{D}(\omega)\mathrm{d}\omega \int_0^t \mathrm{d}t' \exp\{\mathrm{i}(\omega_{eg} - \omega)(t - t')\} c_e(t')。$$

现在我们能选择随着 ω 慢变的项作 ω 积分，给出一个含 t 的 δ 函数：

$$\frac{\mathrm{d}c_e}{\mathrm{d}t} = g^2(\omega_{eg})\mathcal{D}(\omega_{eg}) \int_0^t \mathrm{d}t' c_e(t') \times \int_{-\infty}^{+\infty} \exp\{\mathrm{i}(\omega_{eg} - \omega)(t - t')\} \mathrm{d}\omega$$

$$= g^2(\omega_{eg})\mathcal{D}(\omega_{eg})\pi \int_0^t \mathrm{d}t' c_e(t')\delta(t - t'),$$

或者设 $\gamma \equiv 2\pi g^2(\omega_{eg})\mathcal{D}(\omega_{eg})$，

$$\frac{\mathrm{d}c_e}{\mathrm{d}t} = -\frac{\gamma}{2} c_e(t)$$

最后，

$$c_e(t) = \exp(-\gamma/2t)。$$

但是，在如此快速的推导中，我们错失了兰姆移位(Lamb shift)——兰姆(Willis Lamb)和雷瑟夫(R. C. Retherford)于 1947 年发现的能级小位移(displacement)。它将以相反的顺序作积分。在这个例子中，我们注意到，与指数级的快速振荡相对照，$c_e(t)$ 本身是慢变的，因此它能够从 t' 积分中分解出来，而且该积分的上限能被扩展到无穷大。注意，t' 极限的扩展非常类似于已经描述的马尔可夫近似，而且基本原理也相似。我们得到

$$\frac{\mathrm{d}c_e}{\mathrm{d}t} = \int_{-\infty}^{+\infty} g^2(\omega)\mathcal{D}(\omega) c_e(t) \exp\{\mathrm{i}(\omega_{eg} - \omega)t\} \mathrm{d}\omega \times$$

$$\int_0^{\infty} \exp\{-\mathrm{i}(\omega_{eg} - \omega)t'\} \mathrm{d}t'$$

$$= \int_{-\infty}^{+\infty} g^2(\omega)\mathcal{D}(\omega)c_e(t)\exp\{i(\omega_{eg}-\omega)t\}d\omega \times$$

$$\left\{\pi\delta(\omega_{eg}-\omega) + i\mathcal{P}\left(\frac{1}{\omega_{eg}-\omega}\right)\right\},$$

或者设 $\gamma \equiv 2\pi g^2(\omega_{eg})\mathcal{D}(\omega_{eg})$ 而且

$$\Delta\omega \equiv -\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{g^2(\omega)\mathcal{D}(\omega)}{\omega_{eg}-\omega}d\omega$$

($\mathcal{P}(x) = x$ 的主部。)

$$\frac{dc_e}{dt} = -\left(\frac{\gamma}{2} + i\Delta\omega\right)c_e(t)。$$

这里 $\Delta\omega$ 是兰姆移位。第二种方法如今通常被称为"韦斯科普夫-维格纳"方法,除谱线增宽 γ 之外还得到兰姆移位。

我们能试着更形式化一些,同时避免近似。明显的处理方法就是求解拉普拉斯变换(Laplace transform),这样就变成了

$$c_e(s) \equiv \int_0^{+\infty} \exp(-st)c_e(t)dt = \frac{1}{s + i\sum_f \left(\frac{g_{ef}^2}{\omega_{eg}-\omega_f + is}\right)}$$

那么

$$c_e(t) = \frac{1}{2\pi i}\int_{\epsilon - i\infty}^{\epsilon + i\infty} \exp(st)c_e(s)ds。$$

要解这个方程,被积函数必须定义在第一个和第二个黎曼片(Riemann sheets)上。该方法在戈德伯格(Goldberger)和沃森(Watson)关于碰撞理论(collision theory)[12]的教材中被清楚地描述。

主要的贡献来自一个简单的极 $\Delta\varepsilon$ 使得

$$\frac{i}{\hbar\Delta\varepsilon} \equiv \frac{\gamma}{2} + i\Delta\omega = \lim_{s\to 0^+}\sum_f \frac{g_{ef}}{\omega_{eg}-\omega_f + is}。$$

这一项给了我们想要的指数:

$$c_e(t) = \exp\left\{-\left(\frac{\gamma}{2} + i\Delta\omega\right)t\right\}。$$

但这不是一个严格解。正如我们扭歪了黎曼片上的等值线那样,我们也让没有考虑的其他极彼此交叉了。我们也忽略了围绕最终的等值线本身的积分。戈德伯格和沃森计算,这个最终的积分贡献了与 $\hbar^{3/2}/t^{3/2}E_e$ 成正比的

一项。他们指望其他极只添加可忽略的影响,以至于精确解十分接近于我们所寻求的指数定律。即使是一个接近的近似,也毕竟是近似。如果要导出一个纯粹的指数定律,我们最好将我们的近似作为对初始薛定谔方程的改进,而不是偏离真理。

没有任何实验来检验哪个是对的吗?衰变真的是指数式的吗,或者当 t 增大时理论正确预言了对指数定律的偏离吗?在 20 世纪 70 年代中期,大量衰变定律的实验检验被詹尼斯(E. T. Jaynes)的物质和电磁场相互作用的"新经典"(neo-classical)理论所推动,该理论出奇好地处理了以前所谓的纯量子现象(pure quantum phenomena)。但是这些检验主要关心詹尼斯的主张:衰变率依赖于初始状态的占有水平。该实验与极长时间衰变行为问题没什么关系。这确实是检验的一个难题。温特(Rolf Winter)[13]一直在测试^{56}Mn的衰变直到 34 个半衰期;巴特(D. K. Butt)和威尔逊(A. R. Wilson)也实验了氡的 α 衰变逾 40 个半衰期。[14]但是,正如温特所谈到的,这些时间长度(对于普通目标而言是相当长的)和我们所讨论的差异无关,因为"对于^{56}Mn的放射性衰变而言……非指数效应在大概 200 个半衰期之前不应该发生。在这个例子中,和用所有平常的放射性衰变物质一样,在指数范围结束之前很长时间应该观察不到什么东西"。[15]总之,正如我们读到的派斯(A. Pais)1977 年的一篇评论文章,"使这种偏差起作用的实验条件到现在为止还没有被发现。"[16]差异出现之前的时间太长了。

6.2 不被事实所规定的近似

我再用两个例子来说明。这些例子表明,正确的近似程序如何不被事实所决定。在这两个例子中,相同的程序被相同的事实陈述证明是正确的,但因为我们使用的时间不同而得出不同结果:相同的近似运用于推导过程中的不同点得出两个不同的不相容的预言。我认为这在整个物理学中都是典型的推导,但是为了避免花太多的篇幅说明不同情况的细节,我将用两个相关联的现象加以阐明:(*a*)单个二能级(two-level)原子激发态下的兰姆移位;(*b*)原子基态下的兰姆移位。

6.2.1 激发态的兰姆移位

再次考虑二能级原子的自发发射(spontaneous emission)。处理指数式衰变的传统方法来自于韦斯科普夫和维格纳在 1930 年的经典文章,这一点

我在上一节中已经描述过。在其目前的形式中，韦斯科普夫–维格纳方法作了三个重要的近似：(1)旋转波近似(rotating wave approximation)；(2)用遍及电磁场模的积分代替求和，并且把随频率慢变的项作为因子从积分号内提出来；(3)从时间积分内提出一个慢变项因子，并将积分限扩展到无穷大。当我们考虑基态的能级移位时，我将讨论第一级近似。第二级和第三级近似在上一节已经熟悉了。这里我想集中讨论它们如何影响激发态中的兰姆移位。

两种近似都通过诉诸原子–场对(atom-field pair)的物理特征而被确证。第二级近似是合理的，因为场模被认为形成了一个近连续统，也就是说，有非常大量的紧密间隔模。这就允许我们用积分来替代求和。积分遍及作为频率(ω)函数的耦合常量和形为 $\exp(-i\omega t)$ 的项之积。耦合常量依赖于原子和场的相互作用势，而且它被认为是相对于快速振荡指数的 ω 中的相对常量。因此它能够稍微忽略精确性而从积分中作为因子提出。第三级近似同样被这种情况所确证。

重要的是，尽管每个程序都通过诉诸关于原子和场的事实而被个别合理化，但它还是在它们应用的顺序上产生了差别。这正是我们在上一节看到的。如果从第三级近似开始，而且在使用第二级近似估算模式的和之前对 t 进行积分，就预言了激发态中的兰姆移位。如果作了此种近似并以相反的顺序作积分——在本质上也就是韦斯科普夫和维格纳在他们最初的论文中所做的——就错过了兰姆移位。我们引用的事实证明两种程序都是正当的，但是该事实并没有告诉我们以什么顺序去应用它们。除了那个有待导出事实，没有什么物理情况指明哪种顺序是正确的：要观察兰姆移位，我们最好先做(3)，再做(2)。假使给定了我们一开始谈起的关于原子和场及其相互作用的全部事实，激发态的兰姆移位就符合基本量子方程。但我们却没有从那里推导。

有人可能反对我们在不同顺序中实际上并没有使用相同的近似，因为同样的方法用在不同点会产生不一样的近似。诚然，系数 t 和 ω 是慢变的，而且将它们从积分中提出仅仅导致了一点点误差。但是误差的确切大小依赖于执行积分的顺序。先对 t 积分后对 ω 积分的顺序明显是受偏爱的，因为它减少了误差。

对这个反对要说明两点。两者都与近似在实践中如何作用有关。第一，在这种情况下，努力去计算和比较出两种近似产生的误差大小看上去很

可行。但是实际上它经常不可能决定两种方法中哪一个将得到更为精确的结果。例如,我们经常通过显示被忽略项的系数与我们留下的那些项相比很小来证明从方程去掉一些项是正当的。但是正如下一个例子将显示的,知道方程中项的相对大小不会确信得到解的准确结果,特别是当近似被嵌入一系列其他近似时。这只是一个简单例子,问题却是普遍的。正如我在第4章中所主张的,多种处理方法是物理学中的通则,而且通常没有人确切知道它们如何比较。当情况变得很糟糕时,可能整本书都来处理它。这里正好有一个例子,梅普尔顿(Robert Mapleton)所写的《电荷交换理论》(*The Theory of Charge Exchange*)。该书的主要目的在于说明截面的近似方法和捕获电子的概率。但是它的第二个目标却是

> 互相比较不同的近似预言和实验确定的值,这些比较应该使我们能够决定哪种近似方法最成功地预测了不同范围的截面……它们也应该指明哪种方法为附加改进展示了最多希望。[17]

比较不同的近似,通常不是件容易的事情。

其次,反对意见假定"越精确越好"的原则。但是由于各种众所周知的原因,情况经常不是这样的:最初的问题就是设定一个一定水平的精度,结论中任何超过该水平的精度都是伪造的;或者使用某种数学工具,诸如复数,将产生我们不指望具有任何物理意义的多余项,等等。教训就是:只要粗略的近似不足够好,细致的近似总能比粗略近似提供更好的说明。在手边的例子中,细致的近似现在看来是可取的,不是因为它在定量上产生了一个更精确的处理,而是因为它暴露出一个在定性上有重大意义的新现象——基态的兰姆移位。如果你回头看看上一节的方程,先对 ω 后对 t 的积分顺序显然漏了一个虚数项:激发态的振幅具有形式 $\exp\left(-\frac{1}{2}\Gamma t\right)$,而不是 $\exp\left\{-\left(\frac{1}{2}\Gamma+\mathrm{i}\omega\right)t\right\}$。这个附加的虚数项 $\mathrm{i}\omega$ 在相反顺序作积分时出现,而且正是这个项表示了兰姆移位。但是这个项产生了什么差异呢?在最直接的应用中,对于计算衰变概率来说,它是完全不相关的,因为概率通过将振幅 $\exp\left\{-\left(\frac{1}{2}\Gamma+\mathrm{i}\omega\right)t\right\}$和它的复共轭 $\exp\left\{-\left(\frac{1}{2}\Gamma-\mathrm{i}\omega\right)t\right\}$相乘得到,其中,虚部消失了,留给我们的是众所周知的指数式衰变的概率 $\exp(-\Gamma t)$。

这一点在历史上被证实。错失了兰姆移位的先 ω 后 t 顺序，是韦斯科普夫和维格纳在1930年的论文中用到的拟设(*ansatz*)的等价近似，而且它作为绝对的常规处理长达17年。为了计算缺失的虚数项的值，必须面对狄拉克电子理论(Dirac theory of the electron)引起的发散，并且这种发散如今在量子电动力学中非常著名。这些问题一直被搁置，直到兰姆和他的学生雷瑟夫在1947年做了著名的实验，兰姆后来因此获得了诺贝尔奖。

狄拉克理论考虑电子的自旋，预言了能级 $2^2P_{1/2}$ 和 $2^2S_{1/2}$ 的准确一致性。有人怀疑这个预测是错的。在战争中发展起来的新微波技术为兰姆显示了一种方法去查明真相，该方法就是用氢的亚稳定态 $2^2S_{1/2}$。在1947年的实验中，兰姆移位被发现，一个月内，贝特(Bethe)也指出了一种处理发散的方法。兰姆移位发现之后，最初的韦斯科普夫-维格纳方法必须被修正。现在我们小心地以先 t 后 ω 的顺序作积分；但是看看贝特自己怎么说吧：

> 通过兰姆和雷瑟夫所做的非常漂亮的实验显示出，氢的第二量子态的精细结构与狄拉克理论的预言不符。按照狄拉克理论，能级 $2s$ 应该与能级 $2p_{1/2}$ 相符，但实际上，前者要比后者高约 0.033cm^{-1} 或者1000兆赫……
>
> 施温格(Schwinger)、韦斯科普夫和奥本海默(Oppenheimer)提出，一个可能的解释就是电子与辐射场之间相互作用的能级移位。在所有现存理论中，这种移位结果是无穷大，因此总是被忽略不计。[18]

或者考虑兰姆在诺贝尔奖获奖演说中对贝特的评论：

> [在"精细结构偏差"被兰姆和雷瑟夫在实验上"明确建立"]的一个月后，贝特发现，量子电动力学已经将其发散性隐藏于一个与微波观测非常一致的物理内容背后。[19]

现在我们注意虚数项，因为他们有真正的"物理内容……与微波观测非常一致"。但是直到兰姆实验为止，它们还只是数学垃圾，不具有任何物理意义；恰当地说，是被忽略的。

6.2.2 基态中的兰姆移位

第二个例子的具体情况见于阿加瓦尔关于自发发射的专著[20]。回忆一

下，有两种处理自发发射的常见方法。第一种是韦斯科普夫-维格纳方法，第二个是通过马尔可夫近似得到一个主方程或者朗之万方程，类似于经典统计力学中所用到的方程。正如阿加瓦尔所强调的，喜欢较新统计方法的一个原因就是，它允许我们在基态导出兰姆移位，而韦斯科普夫-维格纳方法甚至在该方法被改进而获得激发态中的移位后仍不能预言基态中的兰姆移位。只要我们注意如何使用旋转波近似，还是能得到基态移位。

当辐射和物质之间的相互作用是弱相互作用时，可使用旋转波近似。在弱相互作用（诸如引起自发发射的那些相互作用）中，原子和场能够被看作是几乎独立的系统，因此原子丢失的能量将在场中发现，反之亦然。于是，在虚跃迁中，原子和场同时获得或者失去一个量子的能量，该跃迁将有可忽略的效应。旋转波近似忽略了这些效应。当耦合是弱的时，代表虚跃迁的项随 $\exp\{\pm i(\omega+\omega_k)t\}$ 而变（对于原子能级 E_m 和 E_n，有 $\hbar\omega=E_m-E_n$；ω_k 为场的模频）。能量守恒的跃迁随 $\exp\{\pm i(\omega-\omega_k)t\}$ 而变。因为光学频率 ω_k 很大，因此通常情况下可观察到 $\exp\{\pm i(\omega+\omega_k)t\}$ 项快速振荡，且平均近似于零。该近似被称为“旋转波”近似，因为它保留的仅仅是原子和场波“一起旋转”的项。

得出主方程的统计处理必不可少地使用马尔可夫近似。在上一节，我勾勒出一个标准方法以导出泡利方程，也就是与自发发射相关的主方程。但是根据阿加瓦尔，有两种方法进行这样的推导，而且结果依照我们应用旋转波近似的地方而明显不同。一方面，我们从在轨道旋转的电子（orbiting electron）与电磁场相互作用的完全哈密顿量开始，并从这个哈密顿量中删除表示虚跃迁的“反旋转”（counter-rotating）项，得到阿加瓦尔将之编号为（*2.24*）的一个简缩的近似哈密顿量。那么，按照上述的那些步骤，获得了主方程的一个版本——阿加瓦尔方程（Agarwal's equation）*A.7*。另一种选择是，我们能够始终使用完全哈密顿量，仅仅在最后一步删除反旋转项。这就给了我们阿加瓦尔方程（*A.6*）。

这两种方法对兰姆移位的处理结果有什么差异呢？阿加瓦尔报告说：

> 基态的移位在（*A.7*）中被忽略了，主要是归因于虚跃迁，它从哈密顿量（*2.24*）中被自动排除。通过在主方程而不是哈密顿量上作 RWA（旋转波近似）而得到的主方程（*A.6*），确实包括基态的移位。这些评论很清楚地说明，初始哈密顿量上的 RWA 与主方程上的 RWA 不一

样，而且应该在终末运动方程上作 RWA。[21]

旋转波近似在自发发射的例子中通过原子和场之间的弱耦合被证实。但是没有相互作用的进一步特征可用来决定，我们是应该将此种近似用于初始哈密顿量，还是应该将它用于主方程。阿加瓦尔将它用于主方程，而且他因此能够导出基态的兰姆移位。但是他的推导没有表明，薛定谔方程支配与电磁场进行弱相互作用的二能级原子的兰姆移位。兰姆移位与薛定谔方程关于弱相互作用的说法一致，但是却不遵循该方程。

如果我们试图计算二能级原子的移位值，这种情况甚至会被阐明得更清楚。例如，兰姆和雷瑟夫的实验测量氢原子 $2S$ 态的移位值为 1057 兆赫。我们使用电子质量重正化（mass renormalization）方法，可以在量子电动力学中"导出"一个非常接近于这个值的结果。但是这个推导是著名的：彼此以正确的方法减去无穷大以产生一个收敛结果，这个具体细节完全是特设性的（*ad hoc*），然而他们得到的定量结果非常精确。

实在论者有一个辩护。我认为，薛定谔方程没有声明所描述环境中是否有兰姆移位。但是实在论者回答说，我没有尽可能完全地描述该环境。旋转波近似依赖于场和原子之间的相互作用是"弱"的事实；但是如果实在论是正确的，对问题"多弱？"就有一个精确的答案，原子-场相互作用将有一个精确的定量表象，该表象原则上能被写入薛定谔方程。对带有那一项的方程的精确解，或者包含兰姆移位或者不包含，而且那就是自发发射的情况下薛定谔方程关于兰姆移位所做的回答。

这个辩护让我们更准确地陈述本章的目的。我并不反对基本定律为真，而是力图反对支持这样做的最有说服力的论据。作为有利于实在论者的肯定论据，实在论的辩护赞成精确解和严格推导，使争论的逻辑次序颠倒。我开始质问，"为什么我们应该假定形成基本理论核心的那种简短抽象的方程完全正确，甚至是'对于现在足够正确'呢？"实在论者回答："因为基本方程如此成功地说明了各种各样混乱而又复杂的现象学定律。"我说："再多作一些说明。在说明性关系中，凭什么被说明项的真就能保证说明项的真呢？"实在论者回答，至少在似真的一般-特殊说明上，基本定律与被说明的现象学定律说的是一回事，但是说明性定律更为抽象和概括。因此现象学定律的真是基本定律真的好证据。我对此作了回答："为什么我们应该认为基本定律和现象学定律关于要研究的特定情况说的是一回事

呢?"实在论者回答说:"看一看科学实践。在那里你将看到,一旦给出环境描述,现象学定律就可以从说明它们的更基本的定律中被演绎出来。"

我们一直在详细考虑科学实践的情况,我考虑的情况是相当典型的。实在论者确实为这些例子形成了假象,使它们与实在论假定站在同一阵线上:"当发现正确的方程时",对精确方程的严格解可能会不含糊地重现正确的现象学定律。但是相信这个假象的理由不是我们一直在考察的实践本身,而是我质问的实在论的形而上学。我们这里所考虑的例子至多能被认为与实在论者的假定一致,但并不支持它们。

6.3 结论

很多人认为,基本定律决定了何种现象学定律为真。如果该观点的主要论据是基本定律在实践说明上的成功,那么结论就正相反。我们在应用物理学和工程学的各领域有大量的现象学定律,它们对现实情况中发生的事物给出了高度精确的、详细的描述。在一个说明性处理中,这些只能通过一系列近似和修正从基本定律中导出。修正几乎总是改进了基本定律的规定;而且甚至在基本定律保持其初始形式的地方,推导的步骤经常也不被事实所规定。这给 D－N 模型、一般-特殊说明以及更好的基本定律观点造成了极大的麻烦。当描述现实世界时,现象学定律赢了。

第7章　让事实符合方程

7.0　引言

1975 年的夏天，在格赖斯的形而上学研讨会上，我们讨论了亚里士多德范畴(Aristotle's categories)。我当时认为，量的范畴(category of quantity)是空的，自然界中没有量——没有任何东西有精确的数值，只能说它们彼此精确相等或者不相等。我特别思考了物理学，我的观点就是我在本书中所坚持的观点：物理学理论的实际内容存在于提供实际物质具体过程的具体因果知识中。我认为，这些因果关系只存在于质之间，而不存在于量之间。不过我承认，实际物质由实际原子和分子组成，具有数值特定的质量、自旋和电荷；原子和分子根据它们的质量、自旋和电荷产生的方式运行；对涉及它们的因果过程的理论分析产生了对其他量的精确数值计算，诸如光谱学中的谱线形状(line shapes)，或者统计力学中的输运系数(transport coefficients)。

那么我为什么要声称这些过程本质上是定性的呢？这是因为，当细化和精确化它们的知识时，我们不能以理论物理中学习的那种简单的定量方程来表示。它表明，我想要的区别，不是定性的和定量的之间的区别，而是抽象理论整齐而又简单的数学方程和复杂而又混乱的描述之间的区别。无论是用言辞还是用公式，那种描述都表达了实际物质组成的实际系统中所发生事情的知识就像氦-氖激光器或涡轮喷气发动机一样。我们可以用物理学的基本方程去计算实际情况的精确定量的事实，但是正如我在前面几章中所坚持的，抽象的基本定律不像描述实在的复杂而又混乱的定律。我不想再坚持我在夏季研讨会上所做的，说自然界中没有任何量，而要主张自然界不被我们在基本理论中所写的那种简单的定量方程所支配。

我的基本观点是，基本方程不支配实际的对象，它们支配的只是模型中的对象。本章的后半部分来自不久之后的另一次格赖斯形而上学研讨会。在第二次研讨会上，我们讨论了伪装、虚构和代理之类的问题；格赖斯询问了物理学中各种各样的理论主张；我们应该把“仿佛”(as if)算符放在哪

里:氦气表现得仿佛只有碰撞相互作用的分子集合吗?或者,氦气由仿佛只有碰撞相互作用行为的分子组成吗?或者……?

我想再做一次明显的反驳。有一个众所周知的例子,“仿佛”算符确实应该自始至终放在前面:氨微波激射器(ammonia maser)中辐射分子的行为仿佛它们是经典的电子振荡器。(我们将在最后一章中看到更多对此的描述。)在微波激射器腔(maser cavity)中的振荡器空间有多紧密呢?这个现实的问题是荒谬可笑的,经典的电子振荡器本身就是一个纯粹的理论构造。实量子化原子中发生了什么,显然就像经典电子振荡器的理论描述一样。振荡器重复着实原子的行为,但是,正如激光专家西格曼(Anthony Siegman)在他的激光工程学课堂上所谈到的,“我不知道在哪里能得到满满一口袋分子。”[1]

经典电子振荡器毫无疑问是虚构的。但是,在理论实体更为强有力的地方,我仍旧想将“仿佛”算符自始至终放在前面。例如,氦-氖激光器表现得仿佛它是与单个衰减模式的量子化场相互作用的三能级原子的集合,该量子场与一个既激发又阻尼的储存器相耦合。但是在这样做的过程中,我不想否认激光器腔(laser cavity)包含三能级原子,或者否认单个模式的电磁场占优势。我想承认这两个存在的事实,并将算符置于最开始位置。

现在,看上去我对如何处理这种情况有着自相矛盾的观点,因为我混合了算符的两个功能。一方面,放在算符左边就意味着存在性的承诺(existential commitment)。氦-氖激光器是三能级原子的一个集合……但是放在右边就起着不同的功能。一般情况下,在物理学中,出现在右边的正是我们开始作数学处理需要知道的东西。右边的描述是为理论提供方程的那种描述。我们说“实量子化原子”行为像一个经典的电子振荡器,理论已经告诉我们一个经典的电子振荡器遵循什么方程。同样,我在上面给出的激光器作为三能级原子集合的长篇描述也告诉我们一个特定方程要被写下来,在这种情况下方程称为福克尔-普朗克方程(Fokker-Planck equation),而且还有描述气体激光器的其他方程。例如,我们经常将激光器处理成一个范德波尔振荡器(van der Pol oscillator),那么恰当的方程就是范德波尔(B. van der Pol) 在 1920 年为三极管振荡器建立的方程。

与我最初的假定相反,我现在认为“仿佛”算符的两个功能完全不同。给出理论联系方程的描述与表达存在性的承诺可以是相对独立的。我提到的激光器的两种处理都假定,氦-氖激光器在几乎完全与一种单一模式的电

磁场的相互作用中包含大量混合着更多氦原子的三能级氖原子。同样，在实验主义者告诉我们一种单一模式的 CW GaAs(砷化镓)激光器"在阈值之下发出一种像窄带黑体源一样的噪声；而在阈值之上，其噪声是一个安静的振幅稳定化的振荡器的特征"[2] 的时候，他所告诉我们的不是激光器的构成被改变，而是它的强度随着阈值上下的不同方程而波动。在这些情况中，"仿佛"算符的右边发生的不依赖于我们认为什么是真的、什么是虚构的，而依赖于我们为了写出开始数学处理的方程所需要知道的描述。

我在两个研讨会上主张的观点齐头并进。这是因为"仿佛"算符的两个功能是独立的，我们的理论的基本方程不能被用于支配现实中的对象。当我们使用该算符来表示存在性的承诺时，我们应该在左边描述我们认为真的事物。从最初的幼稚的观点来看，为了执行第二个功能，我们只需把一切从算符的左边移到右边即可；为了得到我们能从中写出方程的描述，我们应该简单地报告将什么作为这种情况。

但是那并不是它工作的方式。理论只有非常有限的若干原则用于从描述到方程，而且这些原则需要以一种非常特殊的方式构造特定种类的信息。左边的描述(说明有什么)由于其描述的适当性而被选择；但是右边的"描述"(导致方程的描述)很大程度上是由于其数学特征被选择。这就是数理物理学的特征。最好的描述，通常不是方程所隶属的那些描述。这就是我将在本章其余部分展开的论题。

7.1 理论登录的两个阶段

我们开始讨论桥介原则(bridge principles)。萨普(Fred Suppe)称为"理论的常规观点"(conventional view of theories)[3] 的理论，被亨普尔、格伦鲍姆、内格尔以及逻辑经验主义其他传统者所支持。该理论主张有两种：内在原则(internal principle)和桥介原则。内在原则是展示理论内容、理论实体与过程如何运作的定律；桥介原则被认为可以把理论连接到我们更容易接受的实在的方面。首先，桥介原则被认为连接着理论描述和某种观察报告。但是随着理论-观察的区别的减弱，桥介原则仅仅需要用于连接理论和"预先就懂"的词汇。

内在原则和桥介原则的网络被认为保护了科学说明的演绎特征。为了说明激光器为什么会放大光信号，要着手使用描述激光器如何被构造的预先词汇来描述。桥介原则将这个与一个用量子理论语言表示的描述相匹

配。量子力学的内在原则预言了符合这种理论描述的情况中会发生什么，而且下一个桥介原则将结果返回给描述观察到的放大现象的陈述。说明是演绎的，因为每一步都被理论认为是必要的原则所证实，无论是桥介原则还是内在原则。

然而，最近亨普尔已经开始怀疑这种说明是否真的是演绎的。[4] 问题在于桥介原则，它通常不是无例外的，因此缺乏必不可少的必要性。一个大棒吸引铁屑，它因此就是有磁性的吗？不一定：我们从不信我们已经成功地排除了所有的其他说明。当然，只有所有的附加状况都合适的时候，磁铁才能吸引铁屑。亨普尔断定，桥介原则不具有普遍定律的特征，它们只适用于大部分情况，或者环境足够理想之时。

我认为情况比亨普尔描述的更好也更糟。如果对所研究的现象给出适当种类的描述，理论将告诉我们使用什么样的数学描述，并且产生连接的原则与内在原则一样在理论中是必需的和无例外的。但是"适当种类的描述"很少赋值给方程，更不要说被研究现象的"正确描述"了；而且几乎不存在能从"正确描述"到达给出方程的那种描述的正式的原则。只存在经验规则、好感觉以及对最终得到的方程必须完成工作的要求。

理论登录的过程分两个阶段。设想我们开始写下所知道的关于所研究系统的所有事项，虽说是一个粗略的夸张，但有一项描述将帮助做到这一点。这就是*未准备的描述*——当"仿佛"算符用于表示存在性承诺时放在算符左边的描述。未准备的描述包含我们认为相关的任何信息，表现为我们可用的任何形式。这里没有理论-观察的区别。无论我们有什么信息都写下来：我们可能知道电子束中的电子都自旋向上，因为我们一直在尽力那样准备它们；或者我们可以写出氦-氖激光器的末端镜子的构造的工程学说明书；而且我们也可能知道，空腔中充满了三能级氦原子。未准备的描述可以很好地使用理论的语言和概念，但它不受任何理论的数学需要的束缚。

在理论登录的第一阶段，我们准备了描述：我们在某种程度上呈现了现象，将它引入了理论。最明显的需要就是写出一个描述，理论给其匹配方程。但是为了解方程，我们必须知道什么边界条件（boundary conditions）能够被使用，什么近似程序是有效的，等等。因此，有准备的描述必须同样给出这些信息的说明。例如，我们可以将激光器空腔的壁和它们的环境描述成一个*储存器*（具有大量共振模的系统）。这意味着激光没有记忆力。形式上，当我们得到那个推导时，我们就能够作出一个马尔可夫近似。（回忆

第6章的讨论。)

理论登录第一阶段是非正式的。可能有更好的和更糟的尝试,还有大量实践常识的帮助,但是没有任何理论原则告诉我们如何准备描述。我们不能指望桥介原则告诉我们什么是从前件(未准备的描述)得到事实的正确途径,并按照符合理论的数学需要的方式去表示它们。这个阶段,正确性的检查指的不是我们在理论中如何好地表示我们所知道的理论之外的事实,而仅仅是指最终的数学处理将多么成功。

这与理论登录的第二阶段形成了鲜明对照,在那里理论原则着眼于有准备的描述和指示方程、边界条件以及近似法。我们应该把阈值下的 CW GaAs 激光器当作"窄带黑体源",而不是在阈值之上模拟它的"静态稳定化的振荡器"吗? 量子理论没有回答。但是一旦我们决定将它描述成窄带黑体源,理论的原则就会断定什么方程将支配它。因此我们确实有桥介原则,而且桥介原则不比任何其他原则更通用或更不通用;但是它们支配的仅仅是理论登录的第二阶段。在第一阶段,根本没有任何理论原则——只有经验规则和好预言的展望。

这当然是个非常理想化的描述。理论总是在改进和扩展,而且一个有趣的新处理方法可以提供一个全新的桥介原则。但是亨普尔最初的说法相当理论化;在采纳说明之后,它总是着眼于理论。我建议用同样的方式考虑它。在下一节,我想要阐述一些桥介原则,并将用量子力学的一些例子来描述理论登录的两个阶段。

7.2 一些模型桥介原则

如果我们着眼于量子力学的典型形式化,[5] 看上去好像是基本原则确实区分了内在原则和桥介原则,正如理论的常规观点所主张的那样。核心的内在原则是薛定谔方程。薛定谔方程讲述了系统(受各种力支配)如何随时间演化。实际上,因为量子力学建立在经典力学的哈密顿(William Hamilton)表述之上,它关注的不是力而是能量。在标准的表达式中,薛定谔方程描述了已知系统的哈密顿量时量子系统如何随时间演化,其中哈密顿量是系统动能和势能的数学表达式。守恒原理(conservation principles),例如能量守恒、动量守恒或宇称守恒,也以这种形式作为内在原则出现。(另一方面,它们也许不是,尽管事实上它们是基本重要的,因为这些原则通常能从其他基本原则推出。)

第二类原则为进入和退出理论的数学语言提供了图式(schemata):态用矢量表示,可观察量用算符表示,某态下某量的平均值用包括对应算符和矢量的积表示。迄今为止,从理论的常规观点来看都很好。

但是请注意:某人可能知道这些,却不知道量子力学。在一本好的本科教材中,有一个很短的章节涉及这两套原则。薛定谔方程确实讲述了量子系统如何依哈密顿量而演化;但是为了应用量子力学,必须知道如何挑选哈密顿量。因此告诉我们如何去做的原则是量子力学真正的桥介原则。这些正是理论的内容,而且也是初学者花大量时间学习的东西。

如果常规观点正确,学生应该一边学习有数学公式的桥介原则,一边学习对实际事物的描述。高年级本科生的优秀教材将充满具体情况以及描述它们的哈密顿量的讨论。这可能会因为教学目的作了简化和理想化,但应该提及现实世界中物质构成的具体事物。这显然是缺乏的。通常并不会提及任何物质;相反,通过学习一系列模型哈密顿量(model Hamiltonians)来学习量子力学的桥介原则。我将它们称为"模型哈密顿量",因为它们仅仅符合高度虚拟化的对象。下面是一些例子。我从两本都叫《量子力学》的教材中精选出来,一本书的作者是梅西亚[6],另一本的作者是默茨巴赫[7]。这些例子覆盖了应该在量子力学的任何高级课程中学到的内容。我们学习的哈密顿量有:

自由粒子运动,包括
　　一维自由粒子,
　　三维自由粒子,
　　盒子中的粒子;
线性谐振子;
分段恒定势,包括
　　方阱(square well),
　　势阶(potential step),
　　周期势(periodic potential),
　　库仑势;
"氢原子";
双原子分子;
中心势散射(central potential scattering);

最后，所有激光理论的基础，

与电磁场相互作用的电子。

这份清单里提到了一种实际物质——氢。实际上，这种情况为我的观点提供了一个引人注目的示例，而不是一个反对它的反例。我们在这里学习的哈密顿量，并不是任何实际的氢原子的哈密顿量。实际氢原子出现在一种环境中，例如一种非常冷的容器或者一个苯分子中，环境的影响肯定会反映在哈密顿量中。而我们所研究的是假想的孤立原子。我们希望在以后能够将这种哈密顿量和其他的拼在一起，复制成实际情况中的原子环境。

但是这不是最明显的疏漏。在题目为“氢原子”的那一节，梅西亚提出了一个特殊的哈密顿量，并用它给氢的能谱提供一个解，他说：

> 这个谱正是旧量子理论所预言的，已经指出它与实验得到的谱完全一致。为了更加精确，理论正确地说明了谱线的位置，但没有说明它们的精细结构。它的本质缺陷在于它是一个非相对论性理论（non-relativistic theory）……薛定谔理论［也］没有考虑电子自旋。[8]

这些是重要的疏漏。根据梅西亚所提到的原因，氢精细结构的发现和说明是量子力学中的重大事件。精细结构不仅对相对论而且对电子的内禀自旋都是个重要的课题。

以上引用的一段文字出现在卷Ⅰ的大约四分之三的位置。在卷Ⅱ的几乎同一地方，梅西亚又写了一节“氢原子”，并用了狄拉克电子的相对论性理论。但即便这第二种方法对于实际氢原子来说也不正确。其原因在第6章讨论兰姆移位时很熟悉了。下面是梅西亚自己的说法：

> 氢原子和类氢原子（特别是 He^+）的精细结构的实验结果与这些预言明显符合，但并不是完全一致。最大差异在氢原子 $n=2$ 能级上的精细结构中被观察到。在非相对论性的近似中，三个能级 $2s_{1/2}$、$2p_{1/2}$ 和 $2p_{3/2}$ 是相等的。在狄拉克理论中，能级 $2s_{1/2}$ 和 $2p_{1/2}$ 仍是相等的，而 $2p_{3/2}$ 能级稍低点（差与 10^{-4} eV 同数量级）。从 $2p_{3/2}$ 到 $2p_{1/2}$ 的能级间隔符合理论，但能级 $2s_{1/2}$ 低于能级 $2p_{1/2}$，而且 $2s_{1/2}$ 到 $2p_{1/2}$ 的间隔大约等于从 $2p_{3/2}$ 到

> $2p_{1/2}$的间隔的十分之一。这个结果称为兰姆移位。为了说明它，我们需要对电子、质子和量子化的电磁场之间的相互作用作严格处理；在狄拉克理论中保留的仅仅是那个相互作用中的主要项——库仑势；兰姆移位表现为这个近似的"辐射修正"(radiative corrections)。[9]

我们从以前的讨论中知道，对于氢光谱的这些"辐射修正"处理可不是简单的事。

梅西亚谈到的最后一句意思很明显。两节的题目都是"氢原子"，但是这两种方法都没有给出实际氢原子的哈密顿量，即使我们从环境中抽象出了哈密顿量。相反，我们在第一种情况(非相对论性)和在第二种情况(相对论性)中都被教给如何写出电子和质子之间的库仑势。梅西亚自己这样说，"两个有库仑相互作用的物体之间最简单的系统就是氢原子。"[10]在我们的清单上的"氢原子"只是二体系统(two-body system)的名字，在那里只有库仑力是相关的。即使系统独自存在于世界中，我们也不能将自旋从电子剥离开来，甚至不能消除电磁场，因为没有光子出现时也会产生兰姆移位。这种被我们称为"氢原子"的二体系统是一种纯粹想像中的构造。

当然，梅西亚的书是一本针对高年级本科生或者刚入学的研究生的初级课本。或许我们考察的理论版本太基础了？难道没有更为精巧的处理——期刊文章、研究报告等——提供一些不同的、更复杂的桥介原则把理论连接到更为实在的描述吗？我将在下一章说明，这个问题的答案是：没有。有一些更复杂的桥介原则。当然，理论一直在发展，并不断增加到它的内在原则和桥介原则中去。但实际上，理论起作用是通过最原始的方法拼凑少量常见原则，在必要的地方添加修正。这就是它应该工作的方式，目的在于用少量原则覆盖各种各样的不同现象，其中包括桥介原则和内在原则。没有任何理论在每个新的物理环境需要一个新的哈密顿量。量子理论的解释力在于它用少量易理解的哈密顿量覆盖大范围例子的能力。但是这个解释力有它的代价。如果我们限制了哈密顿量的数量，也就约束了我们表示实际情况的能力。这就是为什么说我们的有准备的描述在撒谎的原因。

我将在下一章中继续谈论桥介原则。这里我想以一种不同的方式处理。我认为，一般情况下，如果我们想要将它符合于数学理论的高度约束结构，必须歪曲所发生状况的正确描述。我认为有一个很好的类比能帮我们看清楚为什么这样。这就是下一节论述的主题。

7.3 将物理学当作戏院

我将先做一个类比，然后介绍一个例子。我们从修西得底斯(Thucydides)对如何写历史的观点开始：

> XXII. 对于不同人(无论是将要发动战争的，还是已投入战争的)所作的讲述很难准确地想起他们的原话，不管是我亲自去听，还是通过各种消息来源带来的传言。因此在我看来，演讲者是针对所讲的内容以最合适的语言来表达的。不过我还是坚持尽可能在一般意义上接近实际所说的内容。[11]

想像一下，我们想要上演一段特定历史的情节。我们主要兴趣在于讲一段关于参与者动机和行为的寓意。但是我们也想让戏剧尽可能逼真。通常我们不能简单地再次"重演"一段情节，但现在是在舞台上。最初的情节必须有一个明显的时空使得它成为可能，同样也有许多其他约束。这就迫使我们先作一次变形，然后再作一次矫正。下面就是一个小例子。想像一下，两个参与者在屋角进行了一次秘密会谈。如果参与者互相耳语，观众就不能听到。因此其他人物必须离开舞台，然后再返回来。但是在实际中，每个人都应该始终待在同一个地方。在这种情况下我们就处于修西得底斯的位置。我们不能重复人物的实际所言所为，我们这么做也是不必要的。我们需要的仅仅是坚持"尽可能在一般意义上接近于实际所说的内容"。

物理学就像这样。我们构造的模型允许我们得到现象及其原因的性态的正确结论，这是很重要的。但是让模型精确地描述实际发生的一切，则是不必要的；而且通常由于同样的原因，也不可能这样做。理论的要求约束了字面意义上的表达。这不意味着不能得到正确的寓意。为了在我们需要的地方得到正确的结果，在字面正确性无关紧要的地方要作调整。而且，正如在上演戏剧的例子，经常一个变形正好被另一个复原。这就是为什么经常令人误解地说，模型的特定方面是与实在不相符的：给出其他约束正是恢复表象的途径。

这里有个非常简单的例子说明约束的操作如何能让我们对物理学作出错误描述。在量子力学中，自由粒子用平面波表示——像正弦或余弦函数，在两个方向上都能伸展到无穷大。已知自由粒子的常规哈密顿量，就是薛

定谔方程所给出的表象。迄今为止像那样的波没有任何错误。但是量子力学也有另一种约束：在某一点的波平方被认为表示了粒子被放在该点的概率，因此所有空间上的波平方积分必须等于1。但是如果波像正弦或余弦一样延伸到无穷大，那就是不可能的。

对于这个问题有两个共同的解答。一个是用狄拉克δ函数(Dirac delta function)。这些函数对物理学非常有帮助，而且现在，广义函数理论说明了它们如何工作。但是它们是逃避而不是解决问题。使用δ函数实际上就是放弃了概率积分为1的要求。例如，默茨巴赫说："由于对于无穷大的平面波 $\int\psi^*\psi$ 归一化不可能，所以我们必须为这些函数决定另一种归一化。讨论这种波函数的一个常规工具就是δ函数。"[12]因此我一直优先选择第二种解决方法。

这种解决方法被称为"盒子归一化"(box normalization)。在模型中，我们假定粒子在一个很大很大的盒子里，而且波在这个盒子的边缘完全消失。为了让波达到零，我们必须假定那里——离我们所感兴趣的事物非常非常远——的势能是无穷大的。以下就是默茨巴赫为这个假定所作的辩护：

> 本征函数不是在所有区间都是二次可积的，因此不可能给出这种状态下的绝对概率和物理量的期望值。避免这种困境的一个办法就是认清事实——在物理学上没有粒子是绝对自由的，而且不可避免有一些限制，边界好似加速管或实验室的墙。V[势(potential)]在边界处增加到无穷大，而且每个位置值不同，本征函数不再是无穷大的平面波，而且本征值分布是离散的而不是连续的。[13]

这里明显歪曲了事实。墙可能与粒子相互作用，并对其产生影响，但是它们一定不会产生无穷大的势(infinite potential)。

我认为默茨巴赫想让我们这样考虑此种情况。墙壁和周围环境确实容纳粒子，而且实际的概率就是在有限范围内找到粒子的概率。在模型中得到这种结果的方法就是将墙的势设为无穷大。当然这不是墙壁和周围环境实际产生的势的真实描述。但是它也确实不是错误的。它正是在将墙壁和周围环境假定为实在的模型中获得结果的方法。无穷大的势，是一幕好戏。

第 8 章　说明的影像说法

8.0　引言

我们在上一章说，在量子力学这样的理论中，桥介原则在数量上很少，它们主要处理高度虚构的描述。为什么应该是这样的呢？库恩(T. S. Kuhn)在他的著作中提出了一个答案。在论文"物理科学中的测量功能"(A Function for Measurement in the Physical Sciences)和题目中有"功能"(function)一词的其他论文中，库恩尝试了一些像科学实践的功能说明之类的论题。人类学家发现一个有着特殊习俗的民族。这个民族自己为他们的习俗给出几个或者没有给出理由。但是人类学家推测，这些人中保留的习俗不仅因为其公开承认的原因，而且还因为其他习俗或者因为生态条件使得他们的社会没有它很难生存下去。因此这就是被提到的习俗的"功能"，即使没有任何实践让他们意识到那个功能。当然，所有功能性说明有一个可疑的逻辑，但是确实经常能揭示出所提到的习俗的有启发性的方面。

现在让我们提出一个问题，当我们忙于构建现象的模型时，列出相对少量的桥介原则可能会起什么作用呢？库恩总结他有关测量的论文说，他相信"19 世纪，物理科学数学化为问题选择产生了大量精细的专业标准，同时大量增加了专业确认程序(professional verification procedures)的有效性"[1]。我认为，对于具有相当少量的桥介原则有些类似的东西要讲。有的描述的现象是无穷复杂的。为了从事集体研究，小组必须能够界定模型的种类，即使这些模型是竞争者。如果一个特定的研究共同体有无数可能的办法将现象与智能构造相挂钩，模型建立就会是完全混乱的，而且对于起作用的共享问题不会有共识。

桥介原则的限制因素就提供了这样的共识，这是关于在模型构建中应形成理论说明和使用相对少量的自由参量的共识。这依次为问题选择提供了明确标准。自然，如果没有什么起作用，可能在桥介原则的结构中发生本质的变化；但是只要我们能够，就紧紧抓住它们。正是相对少量桥介原则的存在，使得模型的构建、评价和消除成为可能。这个事实看起来也具有反实

在论者的副作用。正如我们看到的，只要桥介原则能够区别，它强有力地增加了虽存在字面上不相容却都符合事实的模型的可能性。

这只是库恩观点(Kuhnian account)的一个框架，但却是我相信值得推行的框架。借用科学史家的术语，这可能是桥介原则之所以需要数量限制的一个“外在”理由。但是它非常适合于一个平行的“内在”理由，即坚持认为，桥介原则的限制对理论的解释力至关重要。我将在第 8.1 节讨论这个内在理由。在第 8.2 节，我提出一个说明模型，它考虑到少量的桥介原则，并说明了虚拟化描述所起的作用。

8.1 桥介原则和“实在论”模型

一个好的理论就是要用尽量少的原则覆盖各种各样的现象。这其中就包括了桥介原则。拙劣的理论总是对每个新的物理环境都要求一个新的哈密顿量。量子力学的巨大解释力源于使用少量广为理解的哈密顿量覆盖大范围事例的能力，而不是源于将每种情况逐个匹配于一个新的数学表象的能力。后一种处理的方式太疯狂了。

什么样的理论才是容易处理的，这是一个明显的事实。但是它有我们已经看到的反实在论的结果。为什么实在论者没有被这个事实困扰更多呢？我认为，答案是许多实在论者假定自然界合谋限制了桥介原则的数量。仅仅需要少数桥介原则，因为自然界中仅存在少量基本相互作用。一个理想的理论代表一种基本相互作用；新的事例不需要新的桥介原则，因为复杂情况的表象能够从基本组成的表象中构造出来。

我认为这根本就是一个错误观点。第一，我们没有这样的物理学模型。到现在它仍是一个我们熟知的观点。更糟糕的是，它是一个我们不想要的物理学模型。拼凑的过程难以忍受地复杂。它确实走错了方向。当代物理学的优美和实力在于它用简单模型给出简单处理的能力，在那里至少是模型中的行为能够被理解，方程不仅能写出还能近似求解。谐振子模型就是一个恰当的例子。它被反复地用于量子力学，甚至是在很难确切断定什么在振荡的时候：氢原子被描述成一个振荡电子，电磁场被描述成量子化振子(quantized oscillators)的集合，激光器被描述成一个范德波尔振荡器，等等。相同的描述一次又一次地给出了解释力。

最好用一个具体例子来说明。在上一章中，我们看到桥介原则例子的初等教材。在这里我将介绍一个更为精致的例子：激光器的量子理论说明。

回忆第4章，在量子力学中有多种处理激光器的方法。一个是量子统计方法，通过该方法导出了系统的主方程（或者朗之万方程）。这种方法在第6章讨论辐射原子的马尔可夫近似的时候我们已经很熟悉了，因此这是一个可选的好例子。

路易斯埃尔在《辐射的量子统计属性》(*Quantum Statistical Properties of Radiation*)[2] 中对该方法作了完全的发展。该方法最适合于气体激光器，诸如早期的氦-氖激光器。路易斯埃尔提出了一个"框图"（见图8.1）。他设想激光由与量子化的电磁场相互作用的三能级原子组成。在量子统计方法之前，激光的处理一般是半经典的：原子被量子化了，但场却没有。路易斯埃尔也明确地包括了原子和带有阻尼槽(a damping reservoir)的场之间的相互作用。这两个特征对它们允许在用早期的半经典方法很难复制的发射光子之间做相关性推导很重要。

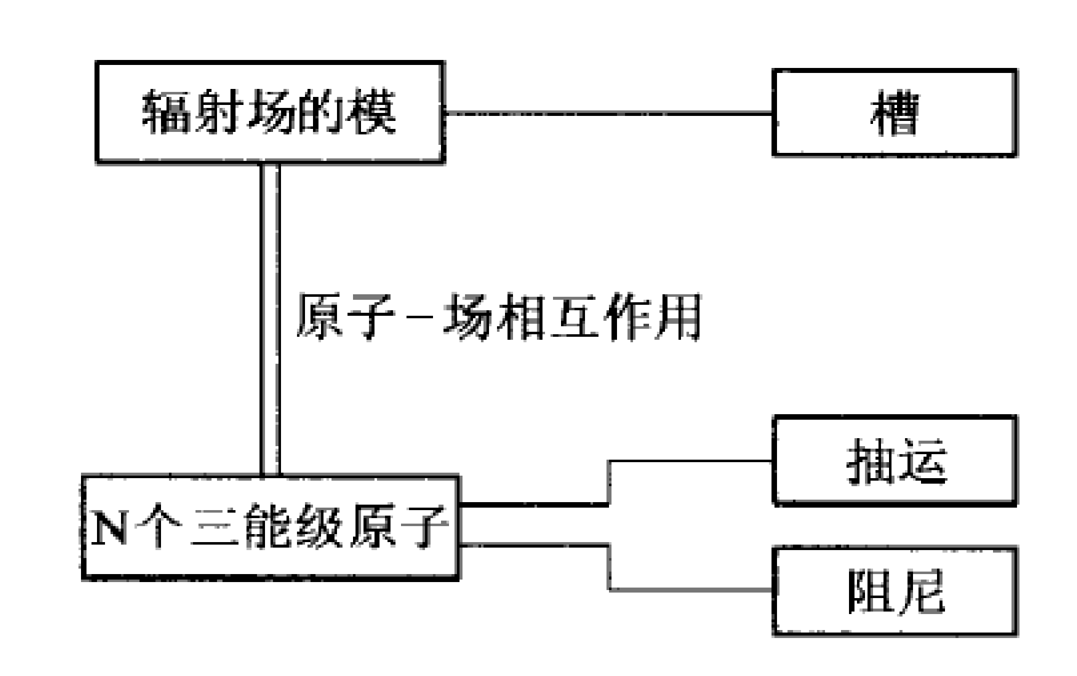


图8.1 激光器模型框图（来源：路易斯埃尔，《辐射的量子统计属性》）

在第6章中，我简要地谈到了理想化很难在理论水平上被消除。这里有一个好的说明。路易斯埃尔假设原子被均一排布，即每单位体积为 N，而且原子之间不相互作用："它们仅仅通过它们的原子-场的相互作用彼此结合。"[3] 事实上，原子确实相互作用，尽管对激光器的性能影响不大。忽略的效应有时被修正，但是这是在应用理论时分段做的，而且不是通过给理论处理中给定的基本哈密顿量增加额外项做的。

路易斯埃尔框图表示的系统的方程由三部分组成。我将列出以备参考：

$$\frac{\partial S}{\partial t}=\frac{1}{\mathrm{i}\hbar}[S,\ H_0+W]+\left(\frac{\partial S}{\partial t}\right)_F+\left(\frac{\partial S}{\partial t}\right)_A。$$

他告诉我们，这个方程"第一项描述因果行为(causal behavior)，第二项描述

了场模及其槽之间的相互作用……最后一项描述原子与抽运-阻尼槽的相互作用”[4]。这个方程欺人地简单,因为它仍旧只是一个图式。我们还不知道 W、$(\partial S/\partial t)_F$ 等如何表示一个阻滞激光器。这就是桥介原则进入的地方。当这些变量被填写到一页半之后,这个看上去简单的方程将占据路易斯埃尔写的教材的 12 行。

与后两项相对照,第一项假定描述了“因果行为”。表示这个对照的另一种常见方法就是要说:原子-场的相互作用被实在地描述,但是槽相互作用的这一项只是现象学的。路易斯埃尔的表达方法比较好,因为它更细腻。物理学家在多种意义上使用“实在的”(realistic)一词。常规意义将“实在的”跟“理想化的”对立。这种意义关心模型和模型中描述的情况之间的关系:有准备的描述和未准备的描述如何很好地匹配呢?我们已经看到,路易斯埃尔的原子处理方法是高度理想化的,其框图的其他方面亦然。在这种意义上,路易斯埃尔描述“因果行为”的模型就不是非常实在的了。

物理学家也以另外一种不同的方法使用“实在的”一词。我将用三个例子加以阐述:第一个例子来自我在上一章中提到的激光工程学课程[5]。在几次关于经典电子振荡器的演讲之后,西格曼教授宣布,他准备谈论实际激光器中的产生激光的媒介。我认为他将要讲授红宝石棒——红宝石是含铬的蓝宝石,铬离子(Cr^{3+})低密度地随机分散于整个蓝宝石晶格中,而且一个普通的电子放电被用于激活铬离子并导致粒子数布居反转(population inversion)。他转而开始“考虑一批二能级原子”。在某种意义上,他开始谈及实际的激光器——激光媒介实际上是由像原子这样的量子化系统组成,而不是由虚构的电子振荡器组成。但是在另一种意义上,二能级原子对于实际激光材料复杂而多样的结构而言只是一个粗糙的替身。

第二个例子来自于我与同事埃弗雷特的谈话,埃弗雷特是一个实验物理学家,我们以前谈他写的关于麦克斯韦的历史著作时提到过他。在上一章中我们看到,激光能用范德波尔方程处理:在各种方法中,激光就像是在直流电路中的三极管振荡器。在与埃弗雷特谈话当中,我将这种描述与路易斯埃尔的描述相对照。路易斯埃尔提到了激光的真正组成,如原子和场。我认为路易斯埃尔的描述是更实在的。埃弗雷特也同意这一点。但是他补充说,“槽仍旧只是个模型。”在路易斯埃尔的框图中,阻尼槽代表空腔的壁和它所占有的空间。三能级原子代表产生激光的媒介。槽在什么意义上不像原子,而正是一个模型呢?

第三个例子给出了一个清楚的线索。在教科书《量子光学》(*Quantum Optics*)中,克劳德(John Klauder)和苏德山(E. C. G. Sudarshan)认为,"许多作者将理想化的相互作用系统当作激光器的模型。"[6] 路易斯埃尔就是一个例子。尽管高度理想化,路易斯埃尔模型在某种程度上仍旧是实在的,而克劳德和苏德山的模型在这种意义上则不然。他们将自己的模型描述成是"现象学的"。他们的意思是什么呢? 他们认为他们的模型是现象学的,因为模型"在状态上直接工作……作为时间的函数,而且不会把它作为哈密顿量的解来导出它"[7]。回想哈密顿量被用于薛定谔方程并决定状态随时间的演化,它代表着指导系统行为的能量。苏德山和克劳德想要得到正确的状态,但是在此之后,他们着眼于预测的行为并直接写下了这个状态。他们没有写出薛定谔方程,并把状态作为该方程的解导出。因此它们没有表明是什么能量产生了该状态。他们的处理从说明理论的观点来看是非实在的(unrealistic)。它给出了行为的理论描述,但模型中没有显示是什么引起了这种行为。

现在,回顾阻尼槽,回想我们在第6章对原子辐射的讨论。阻尼槽的效应就是导致与其耦合的系统发生不可逆的改变。进入槽的信息在那里丢失,而且系统的记忆被抹去。槽是表示空腔的壁和周围环境的一种方式。但是它就像是众所周知的黑箱。它产生了壁才具有的效应,但是并不代表壁产生这些效应的方法。没有描述如何制造壁,也没有描述是什么引起槽必须产生阻尼的形式特征。这与西格曼对产生激光的介质的处理形成对照。二能级原子不是非常像红宝石激光器中的铬离子。但是它们根据已建立的说明性原则而不是以特设性的方式给出了方程。

"实在的"两种意义表现在不同层次上。第一种意义适用于模型和世界的关系。如果呈现了被模拟情形的精确图景,该模型就是实在的:它描述了系统的真正组成——组成它的物质和场——并将实际获得的特征和关系归因于它们。第二种意义适用于模型和数学的关系。基本理论必须提供一个什么样的模型才可以算作说明性的判据。相对于那种判据,如果模型说明了数学表象,则它就是实在的。

实在的这两种意义,在路易斯埃尔的方法中很好地得到了阐释。我们已经看到,路易斯埃尔的模型在第一种意义上仅仅是准实在的。它描述了重要的组成部分,但是把它们归因于特征实际上是对实在中特征的一种歪曲。该模型在第二种意义上既是实在的又是非实在的。路易斯埃尔方程中

的第一项表示他在模型中设置的原子-场的相互作用产生的势。这就是他说的"因果行为"的含义。槽的那一项是不同的。它们产生了正确的解,但模型中没有具体的机制去说明它们。

模型可能是非实在的两种方式,是相关的。槽的路易斯埃尔模型在第一种意义上和第二种意义上一样是非实在的,部分原因在于他没有打算用槽的详细结构去产生他的方程,但并非完全如此。我们在第6章说,如果槽真的使原子衰变,那里的时间关联肯定为零。这是路易斯埃尔作的假定,但是它在第一种意义上是高度非实在的。这种情况就像是第7.3节提到的无穷大势。传统的薛定谔理论不能确切地适应此情况,因此我们通过扭曲情境处理问题。但是我们尽可能让扭曲远离直接关注的系统。如果我们只对原子感兴趣,我们能够把扭曲放到场的描述中,给它设定一个无穷大的自由度。但是如果也想要研究场,无穷大的自由度或者零时间关联就要被放入空腔的壁和周围环境中。如此等等。

我们从这些需要考虑的事中学会了关于桥介原则的重要一课。在第二种意义上更加实在的处理方法将使用更多的桥介原则。量子统计方法是一个非常精致的方法,用于预测激光中光子统计的精细情况。即使在这样先进的处理中,大部分的工作可通过现象学项来处理以使需要的桥介原则的数量得以最小化。例如,路易斯埃尔使用的现象学项来自于阻尼系统的一般理论,能独立于如何产生阻尼而反复使用。

路易斯埃尔方程的第一项也阐述了关于桥介原则的这种观点。在上一章中,我提到担心那里讨论的桥介原则因太初等而没有启发意义。路易斯埃尔方程表明并非如此。仅仅第一项就是通过一个常规桥介原则匹配于势描述的真正的哈密顿量项。它是什么哈密顿量呢? 它只是用于原子和辐射场相互作用的哈密顿量,在第7章我们的列表中出现过,而且在1932年被费米(Enrico Fermi)在一篇经典论文中提到。路易斯埃尔所作的唯一的改变就是对空腔中所有原子的哈密顿量求和。这证实了我们对桥介原则的一般要求。量子统计方法的成功不依赖于使用包含面很广的新颖的原则,而在于以一种新颖的方式使用众所周知且容易理解的原则。

8.2 说明的影像说法

传统的D-N说明假定,当我们展示现象如何遵循一个更基本的定律时就说明了该现象。如果它们用于说明,就要求我们对物理学现象的处理

在第一种意义上必须是实在的，而且在第二种意义上同样适用。我提出了一种代替 D-N 模型的方法，正如我所描述的那样，该方法让哲学说明更接近于物理学中的说明性实践。它基于迪昂的说明观，我在第5章勾勒过，而且将马上在最后一节继续讨论。

本书的主要目的在于反对基本定律的事实性。正如我们在第1章中所看到的，实在论者支持基本定律事实性的主要论据之一就是它们广泛的解释性和预言的成功。我一直在强调，物理学中的大多数成功的处理并不是实在的。它们在第一种意义，即以精确的方式描述现象的意义上，不是实在的；甚至在第二种意义上，太多的实在论可能会成为解释力的障碍，因为“现象学”术语而不是更详尽的“因果”结构的使用也许使我们更愿意用具有可理解特征的已知解答，因此也就扩展了理论的范围。

如果我说的是对的，它需要一个新的说明观点。回顾第6章中的讨论。说明一种现象，就是寻找与理论的基本框架相符合的一种模型，而且，允许我们得到能说明现象的凌乱而复杂的现象学定律的类比。模型服务于多种多样的目的，而且个别模型按照它们将要服务的目的被取舍。在每一种情况下，我都要通过理论的数学框架“看”现象，但是对于不同问题有不同的侧重点。我们可以希望非常精确地计算一个特定的量，或者建立与另一个量的精确的函数关系。相反我们可以希望复制更大范围的行为，但不那么精确。我们有时想做的一件重要的事情就是展示出导致现象发生的因果过程，为了这个目的，最好使用一个在“实在的”两种意义上都尽可能实在地处理因果相关性因素的模型。但是这也可能排除实在地对待其他因素。我们不应该被误导去认为最实在的模型将最好地服务于所有目标。

为了强调这个模型“反实在的”一面，我将我的说明称为一个“影像”说法。在《牛津英语词典》中，“影像”(simulacrum)的第二个定义认为，影像是“仅有某事物的形式或表象的事物，而不具有其实质或者固有性质。”[8] 这正是我一直强调的与物理学中的模型相似的东西。氦-氖激光器真的是一个范德波尔振荡器吗？它确实是氦原子和氖原子的混合物，比例大约为9:1，空腔四周是光滑的壁，两端是反射镜，并接通一个设备抽运氖原子到激发态。实际上它不是直流电路中的一个三极管振荡器。如果我们用三极管振荡器的范德波尔方程处理它，就能够复制它在阈值以上的很多行为，这就是我们的目的。模型的成功依赖于它能够复制多少和有多精确。

模型是一个虚构的工作。模型中归于对象的一些特性就是被模拟对象

的真实特性,但是其他的纯粹是便利属性(properties of convenience)。术语"便利属性"是由格赖斯提出来的,非常恰当。模型中的一些特征和关系,在其他情况的其他对象可能真正具有这些特征的意义上将会是真实的特征。但是它们被当作便利引入这个模型,并将被模拟对象引入数学理论的范畴。

不是所有的便利属性都将是真实的。存在明显的物理学理想化——无穷大的势、零时间关联、完全刚性杆和无摩擦平面。但是完全用理想化考虑是一个误导——认为是受限制情况下的属性,为此我们能够越来越接近实在。因为,一些属性甚至在现实中是不能接近的。它们是纯粹的虚构。

我想要指出,经典统计力学的概率分布就是一个例子。这是一个非常严肃的主张,这里我仅仅勾勒我的观点。概率分布对于理论至关重要——它们就是理论方程支配的东西——而且理论本身非常强大,例如流体流动的具体处理方法。此外,在一些简单的特例中,概率分布的观点能够被可操作化,而且检验支持被理论描述的分布。[9]

然而,我认为这些分布不是真实的。统计力学用于大量高度分化、高度复杂的情况。在大多数这样的情况下,认为那种情况有真正的概率分布的想法是难以置信的;而且为了某个目标,证实一个分布与另一个一样好,但无论如何不要认为真有一个分布看似真实。我认为,将这些分布看作是虚构的陈述更好,该陈述在任何情况下都扮演着一个强有力的组织角色,它不会误导我们太多甚至我们应该在简单的情况中把它们当作是真实的。

我们能够用本书第0章中描述的麦克斯韦对辐射计的处理为例加以说明。麦克斯韦从支配着气体分子速度分布演化的玻尔兹曼方程(方程1,第0章)开始。(这个分布为$v,w,x,\cdots$的值的各种可能组合给出了概率,第一个分子的速度为v,第二个分子的速度为w,第三个分子速度为x,等等。)麦克斯韦用许多函数中的一个解出了玻尔兹曼方程,并且他声称这个函数是"温度和速度不均匀媒介"的分布,而且在这种媒介中黏度"作为绝对温度的第一动力"发生变化。[10]

我认为,麦克斯韦描述的媒介仅仅是一个模型。它不是我们在伍尔沃斯的玩具部门找到的任何辐射计中都存在的那种介质。在伍尔沃斯柜台上的辐射计没有精致的谐调特征。它们值2.29美元。在麦克斯韦提到的两个关键特征之外有许多因果相关的特征,而且它们在这些特征上彼此不同。一些有相当大的运流对流,而另一些中的对流可忽略不计;叶片和气体之间

的摩擦系数可能不同,传导率、封闭气体的密度以及气体本身的构成亦然。

我们可能倾向于认为这个并不是很重要。麦克斯韦作过一个无害的理想化处理:其他因素的影响是小的,对于目前的目标,每个伍尔沃斯辐射计的正确分布足够接近于麦克斯韦所建议的。影像说法是不必要的,标准的覆盖律假说是必要的。但是并非如此。在覆盖律理论上,如果麦克斯韦的处理是要说明伍尔沃斯辐射计中的转动,那么辐射计必须有一个特定的分布函数,而且那个函数必须在律则上连接到获得的条件。但是麦克斯韦理论没有记录这样的定律。这些辐射计中的条件不确定地变化、不确定地复杂,以致必须假定很多高度复杂的未知定律以挽救麦克斯韦的说明。我认为这些定律完全是虚假的陈述。我不能写出它们来。我们确实不能构造实验去检验它们。仅仅有说明的覆盖律模型支持它们的存在。

回想我在上一章中讨论过的亨普尔对桥介原则的担心。亨普尔注意到,桥介原则不具有恰当的、无例外的特征以确保说明项与被说明项之间的演绎关系。亨普尔用磁铁和铁屑加以说明。但是麦克斯韦的辐射计也是一个好例子。不是所有符合麦克斯韦的两个描述的辐射计都具有麦克斯韦所写的分布函数,多数有除此之外的其他许多相关特征。这一点可能继续为真,不管我们作了多少进一步的修正。通常,正如亨普尔所总结的,辐射计的介质和假设分布之间的桥介原则只能支持其他情况相同(*ceteris paribus*)。

然而,这对于覆盖律理论家来说很难接受。正如我以前所指出的,在第2章中,只在受限环境下成立的定律才能在那些环境中得到说明。伍尔沃斯辐射计的主要部分是麦克斯韦的说明没有触及的。理想化模型认为,每个伍尔沃斯辐射计有某分布函数为真且提到的分布函数充分接近于麦克斯韦分布。在这种情况中,麦克斯韦对理想介质的说明被作为每个实际辐射计的恰当说明的替代。但是最后的这些根本不是覆盖律观点的说明,除非自然之书赞成一卷又一卷的桥介定律。

我认为不存在这样的桥介定律,或者更为慎重地说,我们没有理由去假定它们。但是没有桥介定律的话,分布函数就没有解释力。因此我们相信它们的主要动机消失了,确切地说正是如此。分布函数主要扮演一个组织的角色。它们不能被看到;它们什么都不引起;而且就像许多其他便利属性一样,我们不知道如何在实验室受控条件之外去应用它们,在实验室里,现实生活模仿说明性模型。这间屋子里的分子分布函数是什么呢?我的铅笔

尖的区域的电场矢量的值是什么呢？这些问题是奇怪的，之所以奇怪是因为它们是一些没有答案的问题。它们问到的属性仅仅模型中的对象具有，而实际空间的实际对象不具有。

我认为我们经常被一种反向推理所误导。有时对于一个给定的模型，可能设计（或者找到）一个实际情况，该情况中与现象学相关的主要特征就是模型提到的特征，而不是其他特征。例如，从统计力学台球模型的观点来看，低密度氦是一种近乎理想的气体。在这些事例里，我倾向于将模型当作实在的一个原样的复制品，不仅把模型的真正属性而且把便利属性都归因于被模拟的对象。由于连贯性，我们认为，便利属性必定适用于更为复杂的情况，但是这只是倒退。对于大量抽象的理论属性，我们没有理由为他们分派复杂的实在情况。由于连贯性，它们也不适用于理想的情况。

返回到模型，它可能帮助回想起赫斯（Mary Hesse）[11]和塞勒斯（Wilfrid Sellars）[12]之间的不同意见。赫斯的范例就是气体动理学理论的台球模型。她认为模型中的对象（台球）和被模拟的对象（气体分子）共享一些属性，不共享其他属性；而且她以模型和被模拟对象间的正面、反面、中立面类比来论说。塞勒斯不同意这些。他注意的问题更上一个水平。对于塞勒斯而言，重要的不是共享属性，而是属性之间的共享关系。我认为我们的激光器例子非常适合于塞勒斯。氦-氖激光器和一个实际的三极管振荡器不需要拥有共同的属性。相关的是以相似方式作用的属性，以致它们都能够被同一个范德波尔方程处理。

我赞成塞勒斯对属性之间的关系的强调，因为我所感兴趣的那种模型的观点就是认为可以通过理论方程得到现象。但是塞勒斯和我在实在论上持相反观点。他认为现象学定律很难搞定。如果我们想要有规律的行为，那么环境的描述必须变得越来越复杂，规律具有越来越少的普遍性，而且我们对它们的陈述从来不是无例外的。通过对照，基本定律是简单的、普遍的、没有例外的。因此对于塞勒斯来说，定律是自然界的基本真理。

与塞勒斯相反，我认为它们的普遍性和无例外性纯粹是表象，该表象过于关注理论登录的第二阶段。基本方程对于模型中的对象来说可能是正确的，但那是因为模型就是那样被构建的。为了使用我在上一章中介绍的语言，当我们呈现一种现象的模型时，我们正是以使定律适合于它的方式准备了现象的描述。

实在论的问题是理论登录的第一阶段。如果模型逐个匹配于（或者至

少是粗略地匹配于）我们研究的情况，那么支配模型的定律同样能被假定为适合于实际情况。但是模型在第一种意义上几乎从来不是实在的，而且我一直在强调，这对于物理学如何工作至关重要。不同的不相容模型用于不同目的，这就增加而不是减少了理论的说服力。我们已经有很多例子，但让我再引用一段描述激光器的各种处理方法的文字：

> 许多作者将理想化的相互作用系统当作激光器模型。拉克斯（Lax）、斯卡利（Scully）和兰姆、哈肯、索尔曼（Sauerman）以及其他人作了广泛的研究。施瓦堡（Schwable）和特瑞（Therring）已经检查了可解的模型。路易斯埃尔在书的最后一章给出了为各种设备设计的几个简化的动力学模型。[13]

如此等等。

近来，科学哲学家对模型很感兴趣。这将有助于比较我认为的模型用途和其他人认为的模型用途。首先，雷德黑德（Michael Redhead）和库欣：雷德黑德[14]和库欣[15]近来对数理物理学（特别是量子力学和量子场论）中的模型作了细致的研究。他们主要关心的不是赫斯的类比模型，而是雷德黑德所称的"理论模型"或者不完全理论（库欣模型$_3$——豚鼠或修补匠玩具模型）。尽管像我一样，库欣明确地说，模型用于将一个现象的说明"嵌入"一个数学理论中，他和雷德黑德还考虑了一个特定种类的模型——被公认为不完善、不精确的理论。我考虑了"模型"的一个更为普遍的意义。我认为，无论什么时候一个数学理论被应用于实在，就要使用一个模型——一个特别准备的、通常是所研究系统的虚拟化描述，而且我故意用"模型"一词去暗示赫斯的类比模型和雷德黑德与库欣的理论模型在影像共享方面的不完全一致。

其次，理论的语义学观点：在影像说法上，模型是理论的根本。没有它们的话，我们有的就只是抽象的数学结构，即与实在无关的漏洞百出的公式。薛定谔方程，甚至连同给出何种哈密顿量用于方阱势、二体库仑相互作用之类的原则，也没有构成任何事物的理论。为了得到红宝石激光器的理论或者苯分子中化学键的理论，人们必须有这些现象的模型，将它们与数学理论的描述联系起来。简而言之，在影像说法中，模型是现象的理论。这听起来非常像是萨普斯[16]、斯尼德（Sneed）[17]和范·弗拉森[18]提出的理论的语义

学观点，但是侧重点相当不同。在这个阶段，我认为正规的集合论机制是模糊的且没有澄清我的中心论点。通过对照我想要作出的论点与范·弗拉森放在《科学的形象》中的语义学观点的用法，很容易明白这一点。[19]

范·弗拉森主张，我们有权相信我们所能够观察到的，而对那些不能通过观察加以确证的理论主张，我们必须保持不可知论（agnostic）。这导致他要求，那些仅仅是被理论定律容许的模型的可观察的子结构应该映射到被模拟情况的结构上。只是被认为表示可观察事实的那部分理论，而不是表示理论事实的那部分理论，需要对事物如何真的如此作出精确的说明。

范·弗拉森的书坚决反对实在论。我曾经提到过的塞勒斯是一位造诣很深的实在论者。但是他们对理论都有一个令人惊讶的观点。他们都期望理论得到关于我们周围可观察现象的事实。对于范·弗拉森来说，一个好理论的理论主张不必匹配实在，而可观察物的理论主张应该匹配实在。在一个好的理论中，被理论规定的可观察的子结构应该与实在的结构匹配。这并不是我看待好理论如何起作用的观点。理论的观察结果可能粗略地匹配于我们假定为真的事物，但是它们一般不是我们能做得最好的。如果我们旨在描述得当，并且不关心现象的整齐组织，我们就能写出比理论所产生的更好的现象学定律。这就是我从第2章到第7章中讨论的有准备的但不准确的描述试图展示的东西。

还有一个与范·弗拉森的重要区别在于不符合语义形式主义。我谈论观察子结构，是为了比较我和范·弗拉森的观点。但是不像范·弗拉森，我不关心能观察到什么。我既相信理论实体也相信因果过程。承认理论实体让我的观点比以前听上去更接近于塞勒斯。所有不可观察的事物都在世界上起作用，即使我们想要预测的仅仅是可观察的结果，但是我们为得到正确答案仍旧不得不考虑它们的不可观察的原因。

我想要关注具体情况中实际发生了什么的细节，无论这些情况是否包含理论实体，以及这些如何不同于当我们的最好的基本定律严格地得到它们的结论时发生的事情。实际上，影像说法作出了更强的主张：谈论自然界基本定律如何在现实中产生结果通常是没有意义的。因为符合基本定律的这种前件情况通常是模型的虚构情况，为理论需要作准备，而且不是实在的宽松情况。我的意思不是说，从来没有基本定律适用的情况。如果理论采用纯虚构的属性或排布，那就只有被排除了，正如我对经典统计力学的看法一样。一种情况可能偶然发生，或者更可能地，我们能够在一个非常谨慎的

受控实验中构造一种情况,但是自然一般不会乐意助人而随便提供它们。

让我重复一个我以前经常提到的观点。如果我们要论证从理论的成功到理论定律的正确性,那么我们最好有大量的、各种各样的事例。若干个仔细的实验不起作用。导致确信的是理论的普遍应用,以及激光器、晶体管和成千上万的其他实际设备的应用。实在论者需要这些不断应用的例子,以产生他们的事例。但是这些例子没有恰当的结构以支持实在论者的主张,因为定律实际上不适用于它们。

影像说法不是一个正式的说法。它主张我们搞出一个模型;在该模型内,我们"导出"或多或少匹配于少量现象学行为的各种定律。但是即使在模型中,推导也不是 D-N 说明想让它成为的样子,而且我没有任何明确的选择。这,部分是因为我不知道如何处理因果性。最好的理论处理搞定了大量的现象学定律。但是它们也必须说出正确的因果假说。通常,对于一个行为是(经常)不适合于其他行为的理想化模型,一旦因果原则通过一个简单模型被理解,它们就被引入覆盖了多种行为的更复杂的模型中。例如,费恩曼在他著名的伯克利演讲录(Berkeley lecture)第 2 卷中处理光折射时说:

> 现在我们要讨论稠密物质产生的光的折射现象……在第 1 卷的第 31 章,我们讨论了折射率理论,但是由于那个时候我们有限的数学能力,故必须限定我们自己仅仅为低密度的物质(像气体)求折射率。然而,产生折射率的物理原理很清楚……但是现在,我们发现,通过使用微分方程处理这些问题很容易。这种方法遮蔽了折射率的物理源头(就像再辐射波与原波干涉一样),但是它使得稠密物质的理论更为简单。[20]

但是,是什么为理论处理"提出"了因果假说呢?费恩曼在第 1 卷对光的研究中如何"澄清"产生折射的物理原理呢?我没有答案。我能告诉你费恩曼在第 1 卷做了什么,显然,他成功地从他的低密度物质模型中提取了一个因果说明。但是我没有关于它如何被做到的哲学理论。注重搞定因果假说对于科学哲学家而言是新课题,我们旧的说明理论不能很好的适应这个工作。我们需要一个说明理论用于展示因果过程和研究它们的基本定律之间的关系,而我的影像说法和传统的覆盖律说明都没有什么帮助。

因果假说不是唯一的问题。即使我们想要得到的仅仅是关联的纯休谟

事实(pure Humean facts of association),D - N 说明也办不到。在以前的章节中我们已经看到它失败的两个途径。第一个,在第6章中,启动一个理论处理的基本定律经常在推导过程中得到修正。第二个,许多处理拼凑不同理论和不同领域中的定律,在某种程度上也使得演绎失败。这是第3章的主题。

这些都是我们现存的说明理论的问题,我所提的影像说法无助于解决这个问题。影像做了一个不同的工作。一般来讲,自然界不会刻意准备情况去符合我们所渴望的那种数学理论。我们既要构建理论又要构建它们所适用的对象,然后将它们分段地匹配于实际情况,推出——有时很精确——一些所发生的事情,但是一般不会马上直接得到所有事实。基本定律,不支配实在。基本定律所支配的仅仅是实在的表象(appearance of reality),而且表象比实在本身更整齐、更乐意被组织起来。

第9章　测量难题怎样是数学的人造物

9.0　引言

冯·诺依曼(von Neumann)1932年的经典著作提出了量子力学的测量难题。[1] 冯·诺依曼说,在量子理论中有两种演化。一种被薛定谔方程所支配,是连续的、确定性的;另一种称为波包坍缩(reduction of the wave packet),是间断的、非确定性的。这是用冯·诺依曼的投影公设(projection postulate)来描述的。

这套术语是这样提出的:经典系统对位置和动量都有明确的值,而量子系统对这两者都没有明确的值。在这种情况下,它们就被称为处于动量态的*叠加态*,或者位置态的*叠加态*。考虑一下位置态。电子经常表现得不像一个粒子,而像是波。它看起来好像是在空间延展。但是当作出测量时,我们总是发现它处在某一个位置。我们说,测量使波包坍缩;电子从似波态(wave-like state)被投影成似粒子态(particle-like state)。

但是测量有什么特别的呢?大多数时间里,系统被薛定谔方程支配,当且仅当作出测量时发生坍缩。测量与系统间的其他相互作用有什么不同呢?单独把测量挑出来找区别太难了。冯·诺依曼假定测量是特殊的,因为它包括有意识的观察者。维格纳(Eugene Wigner)表示同意;[2] 我也认为这是成功地将测量从其他相互作用中挑选出来的唯一办法。这显然不是一个非常令人满意的办法。测量难题是长期困扰量子理论的哲学难题之一。

这里我主张,测量难题不是一个真正的问题。测量没有什么特殊的。波包坍缩在各种其他情况下同样发生,而且是非决定性的、独立的,不需要其他有意识的干预。第9.1节阐述了,凡是系统有准备地处于一个给定的微观态(microscopic state)时,坍缩发生。第9.2节阐述,在其他跃迁过程(特别是散射和衰减过程)中,坍缩同样发生。有很好的理由来关注这些跃迁过程。传统解释将位置概率(position probability)看作是第一位的,量子命题有一个特定逻辑或者特定概率结构,或者两者都有。但是发生波包坍缩的跃迁过程既有标准逻辑又有标准概率。它们为理论提供了毫无疑义的

解释。

在我看来，发展基于跃迁概率的一种量子力学解释确实是对的。但是这种解释陷入了测量难题的一个新变种。两种演化都是假定的。波包坍缩不再受限于测量，但是它们什么时候发生呢？如果有两种不同的演化，肯定有某种特征显示哪种情况由薛定谔方程支配，哪种情况由投影公设支配。处理跃迁最好的规范暗示了一个答案。量子统计力学为各种坍缩好像真的发生的情况提供了详细的处理。这个理论提供的不是两个方程，而是一个。在量子统计力学的一般表述中，薛定谔演化和波包坍缩作为一个运动定律的特例出现，该定律同等地支配所有系统。我将在第9.4节强调，这个理论的发展为完全消除测量难题及其变种提供了希望。两种演化本质上并无不同，它们的差异是传统符号的人造物。

9.1 维护波包坍缩

1975年，我写了"叠加态与宏观观察"（Superposition and Macroscopic Observation）。以下就是我在那篇文章中提出的问题：

> 宏观态（macroscopic state）看起来没有叠加；同时，宏观物体对所有的可观察量都有明确的值。
>
> 但是至少在一种众所周知的情况——测量——下量子力学预言了叠加态。通常做法是，设法通过将叠加态坍缩成混合态使宏观实在跟量子力学调和。这个做法是冯·诺依曼于1932年提出的，后来经过维格纳、格罗内沃尔德（Groenewold）以及其他人的发展。冯·诺依曼是通过把测量看作一种特殊的、唯一的情况提出坍缩的，但它并不遵循量子理论的标准定律。随后的工作证实，一个正规的薛定谔演化不能产生所需要的混合态。然而，这并不像通常所得出的结论那么令人不快。量子力学需要叠加态：哲学问题不是通过用混合态来代替它，而是去说明为什么我们错误地相信需要混合态。[3]

一位负责任的实在论者说：理论认为叠加态发生了；因此，如果我们认为该理论很好，那么我们最好认为它发生了。

今天我不再持这样的观点。如果一个理论在某些时间正确地得到一些结果，那么这个理论是幸运的。强调一个真正好的理论做得更好，就是假定自然界具有那种被我们处理它的最好尝试所掩盖的简单性和一致性。特别

是在量子力学中,我认为没有希望让现象都遵循薛定谔方程的单一规则。波包坍缩同样发生,而且以非系统化或者非统一的方式发生。所有的量子演化都能铸成同样的抽象形式的观点是一个错觉。为了理解为什么如此,重要的是了解我在1975年维护的实在论纲领(realist programme)是如何失败的。

我们知道,量子系统认为所有的变量不能同时有确定的值。具有精确动量的系统则不具有精确位置,它就像波一样分布于整个空间。这对量子力学为各种现象给出的说明很重要。著名的苯结合能事例就是一个好例子。如果碳原子之间有双键,这种能量就比期望的能量低得多。如果我们看到正二溴苯(orthod ibromo-benzene),即苯中两个溴原子代替两个氢原子,这种情况更容易理解。有两种可能的结构(见图9.1)。

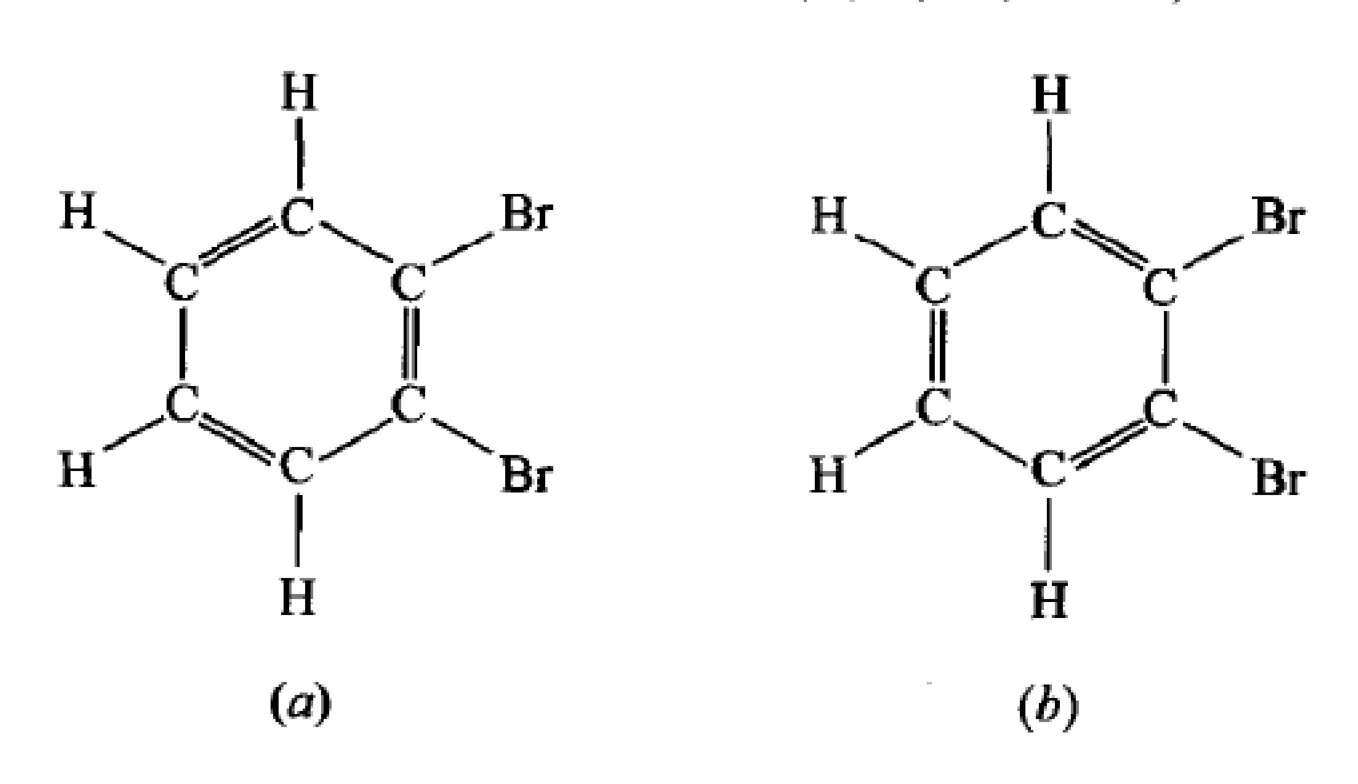


图9.1 正二溴苯(来源:费恩曼,《物理学演讲录》)

实际上,自然界中所有的形式都是相同的。它们像图9.1*a*那样用单键隔开溴原子,还是更像图9.1*b*那样用双键隔开溴原子?都不是。能量处于单键估算与双键估算之间,就像是有一个半的键一样。鲍林(Linus Pauling)说,每个分子在第一种结构和第二种结构之间调谐,远不同于量子论的答案。根据量子力学,分子处于两种构型的叠加态。那就意味着它既不完全是图9.1*a*的构型,也不完全是图9.1*b*的构型,而是同时具有两种构型。那么形成化合键的电子在哪里呢?在一个经典粒子图景中,它们肯定位于一端或者另一端。而量子力学表示,它们就像波一样,摆动于两者之间。

电子的这种行为不太令人烦恼。毕竟,它们非常小,而且我们对它们没有非常准的直觉。但是对于宏观物体就不对了,它们的位置、速度等都是完全固定的。我们如何能够防止摆动出现于宏观物体呢?首先,我们注意,仅

当一个不相容的量（诸如动量）被精确定义时，另一个变量（诸如位置）才会变得模糊不清。这就表明所有的宏观可观察量都是相容的。我们能够按照下面的方式安排：诚然，描述宏观系统的真正的量并不都是相容的。但是我们实际上并不观察该量在某时刻的实际值。相反，我们看到的是一段时间的平均值——与物体本身的弛豫时间（relaxation times）相比是长的。通过粗粒平均，我们能够构造新的量使它们都相容。然后，我们说这些新的量，而不是最初的量，是关系到我们的宏观可观察量。

但是这并不够。结构保证，宏观物体可能处于所有宏观可观察量都有确定值的态；如果只有它们自己，甚至可能由一个态演化为另一个态。但是与宏观物体相互作用使得它们处于叠加态。这就是按照薛定谔方程，在测量中所发生的事情。最初电子处于叠加态，仪器处于基态。在测量之后，两者复合都处于叠加态，其中仪器的指针没有明确的位置，而被分布在刻度盘上。

这就是冯·诺依曼认为测量很特别的理由。测量相互作用最终不被薛定谔方程支配。在测量终了之后，发生了新的变化。仪器加物体的叠加态坍缩到叠加态中的其中一项。这种改变被称为*波包坍缩*，而且支配它的原则就是*投影公设*。该过程是非决定性的：尽管预先决定了每个态的概率，但是没有决定将出现哪个终态。在类似的测量相互作用的系综中，将有终态的一个混合。因此我们有时说，波包坍缩使得叠加态变成混合态。但是重要的是记住这完全是在系综水平上的描述。个别来看，波包坍缩使得叠加态变成叠加态的分量。

有两个明显的检验可用于观察冯·诺依曼是否正确，而且两者的说法都有利于波包坍缩。第一个是观察个体。如果指针在测量后真的处于叠加态，它应该尽量分布在空间中。但是实际上我们总是看到指针在某一确定的位置。第二个是观察系综。混合态与叠加态对于系综的未来行为产生了不同的统计预测。宏观系统的集合在统计意义上好像它们总是处于混合态。在“叠加态与宏观观察”中，我为叠加态辩护以对抗这两个难题。

第一个辩护在于“打破本征值-本征矢关联”。迄今的讨论假定电子没有位置值（position *value*），因为它处于位置态的叠加态中。因此我们一直采用以下原则：S 具有给定的可观察量的值（本征值）当且仅当 S 处于相应的态（本征态）。否认从态到值的推理，需要严格修正我们对量子理论的理解，即对于给定的一个本征态系统展示相应本征值的概率为 1，但对破坏另

一方向的推理没有什么伤害。必须小心,不要冒犯各种非隐变量(no-hidden-variable)的证明,诸如科亨(Kochen)和斯佩克(Specker)[4] 的证明,以及贝尔(J. S. Bell)[5] 的证明。但是有许多不同种令人满意的方式为处于叠加态的系统赋值。[6]

我们转到第二个难题。为什么物理学家并不过多考虑实践中的测量难题呢?一般回答是:宏观物体有可随机分布相位(phase)的很大的自由度。在所有这些自由度上求平均的结果,就是消除其主要特征为叠加态的干涉项。在一个具有无关联相位的非常大的系统中,叠加态看上去确实像混合态。这个论点恰如在第6章中推导指数式衰变定律而描述的观点。原子与电磁场相互作用。如果它仅仅是一种模或者少量模的相互作用,它将来回振荡,好像处于激发态和退激发态的叠加态中。[戴维斯(P. C. W. Davies)在《时间不对称的物理学》(*The Physics of Time Asymmetry*)中对此作了很好的讨论。[7]]实际上,它处于模的"准连续统"(quasi-continuum)相互作用中,像我们在韦斯科普夫-维格纳近似中所做的一样,对它们作平均,则消除表示干涉的项。这样随时间演化的原子系综看上去确实像处于激发态和退激发态的混合态中,而不是在叠加态中。

已经有过将这些观点更严格地应用于测量的各种尝试。我所知道的最具体的尝试在达内里(Daneri)、卢安热(Loinger)和普罗斯佩里(Prosperi)的著作[8] 中。这就是我在"叠加态与宏观观察"中所描述的。达内里、卢安热和普罗斯佩里为测量情形提出了一个抽象模型,并考虑相互作用之后宏观仪器趋于平衡时,这个模型发生了什么。他们总结出,薛定谔方程预言的叠加态在统计上与投影公设所预言的混合态是不可分辨的。这不是说叠加态与混合态是相同的。按照薛定谔方程,没有办法让系统结束于一个真正的混合态。达内里、卢安热和普罗斯佩里的主张是较弱的。叠加态和混合态产生了不同的统计预言,但是在这种情况下,两者关于所有宏观可观察量的预言是相同的。叠加态与混合态是不同的,但是它们之间的区别不是我们能够用宏观仪器直接检验的。

形式上,达内里、卢安热与普罗斯佩里所处理的测量和指数式衰变情况之间确实相似。在指数式衰变定律的推导中,我们不用近似方法产生作为终态的混合态。相反,我们表明,叠加态与相对于某一有限的检验变量集的混合态是不可分辨的。

巴伯(Jeffrey Bub)[9] 和普特南[10]都在批评达内里、卢安热和普罗斯佩里

的纲领。他们不反对测量模型的细节,他们的反对更为基本。即使此模型是令人满意的,也不会解决问题;即使它伪装成一个混合态,叠加态仍旧是叠加态。我们想在测量的结论中看到混合态。不能相信这种它所预言的叠加态看上去非常像各种检验中的混合态的理论。我现在同意,一个正确的理论将产生一个混合态作为终态。但在 1975 年,我认为,巴伯和普特南使情况倒退了。对于一个实在论者,他们确实是错误地看待了达内里、卢安热和普罗斯佩里的工作。该理论预言了一个叠加态,我们应该认为叠加态出现了。不可分辨性证明(indistinguishability proof)被用于说明为什么我们不会因错误地认为产生了混合态而陷入更多困难。

这就是我在 1975 年辩护薛定谔方程时给出的论证。现在我认为,我们不可避免要承认投影公设,而且理由很简单:我们需要波包坍缩去说明个体系统随时间演化的行为。宏观系统有有序的历史。指针在某一时刻停在某给定位置,下一时刻不会奇迹般地位于其他某处。这正是波包坍缩所保证的。在测量之后,指针被投影到位置的本征态上。它的行为随后将被那个态支配——这就意味着它随时间的演化确实如我们所料。

没有办法从叠加态中得到这个简单的结果。按照上面的第一个辩护思路,即使指针处于叠加态中,我们也能为它设定一个位置。某时刻之后,我们能够再次为它设定位置。但是没有什么保证第二个位置是第一个位置随时间演化后的位置。如果达内里、卢安热和普罗斯佩里证明管用则表明了,在任何我们要看它的时候,指针集合的统计分布确实是混合态预测的结果,但是它并不证明指针的个体恰当地随时间演化。只要在统计学上维持整个集合,个体就能够随时间任意不规则地改变它们的值。

这种客体跃迁(objects jumping)显然是一幅疯狂的图景。当然,个体系统的行为并不那样。但是它们不那样的假定恰好就是波包坍缩的假定。测量之后,每个个体系统的行为都仿佛它们真的处于这个或那个分量,而不像是处于叠加态。在文献中有一些针对某些特定情况的处理,企图在理论上复制这些行为,但是通常没有好的论证能证明这是能够实现的。一种策略是靠增加约束来修补实在主义者的观点:以正确的方式设定个体值以保证它们随时间恰当地演化。但是如果叠加态再也不充当角色,而且实际上系统自此以后的行为恰仿佛它们处于分量本征态,这么做就意味着承认了波包坍缩没这么说。另一方面,叠加态能扮演什么角色呢?如果宏观物体既有确定的值又有连续的演化,叠加态就没有扮演任何角色。

迄今为止，我们一直在关注宏观物体和如何不让它们叠加。实际上，我们同样需要关注微观物体。我们已经看到，量子系统经常处于叠加态。电子既不在苯分子的一个原子上也不在另一个原子上。在下一节我们会看另一个例子。当电子通过一个衍射光栅时，它既不通过光栅的这个狭缝也不通过另一个。它更像波一样，好像一下子通过了所有的狭缝。那么，在我们需要它们时，如何使微观系统不叠加而处于纯态呢？为了研究质子的内部结构，我们用高速电子轰击它。因此我们需要一束非常集中的、高能量的电子，也就是说，我们需要电子有很大的确定动量。据说斯坦福直线加速器(SLAC)提供了这个需要。但它是如何做的呢？

这里是直线加速器["漂移管直线加速器"(drift tube linac)]的一个简单模型——见图9.2。漂移管直线加速器由两个主要部件组成：一个注入器和一组连续的连接交流电压的漂移管。注入器是校准好的电子源——即电子在动量方向上有受限制的传播。我们可能通过下列方式得到它们：首先，加热大量电子使它们脱离热的金属丝，然后用静电场对它们加速——例如在一个电容器中。用磁场使它们弯曲并屏蔽掉所有除很小的角度以外的电子。在进入粒子加速器主体部分的漂移管构造之前，所产生的粒子束能够用螺线管或者正交磁铁聚焦。

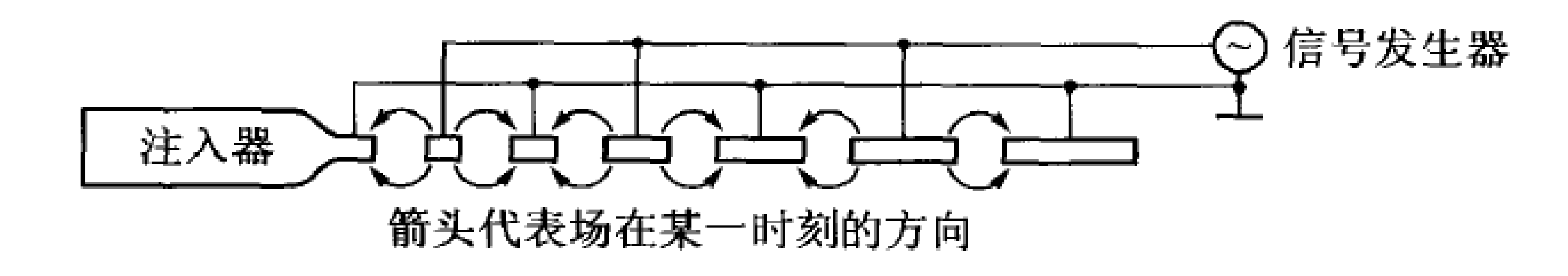


图9.2　直线加速器模型

在漂移管内部，电场总是为零。在空隙中它随发生器的频率变化。现在考虑一个电荷为 e 的粒子当加速场处于最大值时穿过第一个空隙。下一个管子长度为 L，以使粒子在场改变正负号时到达下一个空隙。因此粒子再次经历最大的加速电压，已经获得能量 2eV。为了这样做，L 必须等于 $\frac{1}{2}vT$，其中 v 是粒子速度，T 是振荡周期。因此 $v\to c$ 时，L 增大到极限值：$L\to\frac{1}{2}cT$。

直线加速器中的电子就像一个球滚过一连串管子。当到达每个管子的

末端时，进入下一根管子，获得能量。当球滚入第二根管子时，整个管子升高到第一个管子的高度。在末端，球又进入下一根管子。当球横穿管子的时候保持能量。每一次进入都获得更多能量。经过在 SLAC 中两英里的加速后，电子几乎以光速飞行。

现在想像一下，我们想要这整个过程都遵循薛定谔方程。这将是非常复杂的，即使我们使用一个简单的图示模型。量子系统用希尔伯特空间（Hilbert space）的矢量表示。过程中的每个系统都用自己的希尔伯特空间表示——发射原子、静电场、磁场、吸收屏以及在每个分离的漂移管中的场。当两个系统相互作用时，它们的联合态用各分量的希尔伯特空间的乘积表示。正如我们在测量的讨论中看到的，相互作用使得复合系统处于两者乘积空间的叠加态。当第三个系统加入时，态为三个乘积空间的叠加态。增加第四个则处于四个乘积空间的叠加态，等等。在加速器的末端，我们有电子 + 电容 + 磁体 + 第一个管子中的场 + 第二个管子中的场等如此巨大的一个叠加态。

两种对发生了什么的说明是不相容的。我们想要一个有确定能量、在特定方向上运动的电子。但是薛定谔方程为大量合成物预言了一个叠加态，其中电子既没有特定的方向，也没有确定的能量。简言之，我们可能假定问题早在过程中就被解决了。电子离开金属丝或者离开电容的时候表现在各种方向上，但是不想要的角度被吸收屏筛除了。如果遵循通常的薛定谔处理，这个解答就不成立了。吸收屏被假定产生了一个态，其动量仅仅通过一个非常小的立体角。若采用正式的薛定谔处理，吸收屏没有办法做这样的工作。与屏的相互作用在一个更大的空间产生另一个叠加态。如果要在加速器末端得到我们的电子束，就必须给出薛定谔演化。波包坍缩一定在准备过程中的某处出现。

这种情况始终在发生。在我们的实验室里，我们每天通过成百上千种不同方法准备成千上万种不同态。在每种情况下，波包坍缩。于是，测量就不是寻找薛定谔方程失败的唯一地方了，任何成功的准备都可显示薛定谔方程的失败。

9.2 为什么跃迁概率是基本的

位置概率（position probabilities）在量子力学解释中有特殊的地位。在一个节标题为“ψ 的解释和概率守恒”（The Interpretation of ψ and the Con-

servation of Probability)的经典文章中,默茨巴赫就波函数 ψ 告诉我们:

> 无论如何,在进入数学细节之前,精确说出 ψ 的含义是很明智的。我们处于一种自相矛盾的情况:我们得到一个方程[薛定谔方程],相信这个量满足该方程;但迄今为止对其物理意义仅仅给出故意含糊的解释。我们一直将波函数看作是在 t 时刻 $\boldsymbol{r}$ 位置的粒子的"概率的量度"。这个陈述怎么能准确呢?
>
> ψ 本身显然不能是一个概率。当 ψ 变成一个复函数时,我们在那个方向上可能有的所有希望都丧失了,因为概率是实数而且是正的。面对这个窘境,下一步最好的猜测就是,概率与 $|\psi|^2$,即波函数振幅的平方,成正比……
>
> 当然,我们用"在 $\boldsymbol{r}$ 位置发现粒子的概率"时太粗心了。实际上,我们能说的只是粒子处于包括点 $\boldsymbol{r}$ 在内的体积元 d^3r 中的概率。因此,我们现在试着解释:$|\psi(\boldsymbol{r}, t)|^2 d^3r$ 与给定体积元中找到粒子的概率成正比。在有限空间区域中找到粒子的概率与这个区域上 $\psi^*\psi$ 的积分成正比。[11]

因此 $|\psi(\boldsymbol{r})|^2$ 是一个概率,这已经被公认。但是确切地说,$|\psi(\boldsymbol{r})|^2 d^3r$ 是什么的概率呢?这些量子力学概率包含的事件空间(event space)是什么呢?还没有一个令人省心的答案。默茨巴赫做了一个常规建议,即"位置测量中 $|\psi(\boldsymbol{r}, t)|^2 d^3r$ 与给定体积元中找到粒子的概率成正比"。但是我们为什么必须涉及测量呢?我们应该先复述一些难处,这些难处困扰这个简单的建议,即无论测量与否,$|\psi(\boldsymbol{r})|^2 d^3r$ 表示粒子位于 $\boldsymbol{r}$ 周围区域的概率。这个答案假定,量子概率(quantum probabilities)描述的事件是量子对象的真正位置。很难处理有重要干涉现象的情况——例如苯分子中原子的化合键,或者衍射实验中观察到的波样图案。

双缝实验是个范例。一束电子穿过一个双缝光栅,落到照相底板上。想像一下,在穿过光栅的那一时刻,每个电子或者位于狭缝 1($\boldsymbol{r}=s_1$)或者位于狭缝 2($\boldsymbol{r}=s_2$)。然后我们可以如下推理。一个电子落在光栅的 y 点,当且仅当它落在 y 且穿过狭缝 1 或狭缝 2,即:

$$C_1:\ y \equiv y \ \&\ (s_1 \vee s_2)$$

故

$$C_2:\ y \equiv (y \ \&\ s_1) \vee (y \ \&\ s_2)$$

所以有

$$C_3:\ \mathrm{Prob}(y)=\mathrm{Prob}\{(y\ \&\ s_1)\vee(y\ \&\ s_2)\}$$

而且,由于 s_1 和 s_2 不相交,则

$$C_4:\ \mathrm{Prob}(y)=\mathrm{Prob}(y\ \&\ s_1)+\mathrm{Prob}(y\ \&\ s_2)$$
$$=\mathrm{Prob}(y/s_1)\mathrm{Prob}(s_1)+\mathrm{Prob}(y/s_2)\mathrm{Prob}(s_2)。$$

现在做量子力学计算。如果电子源与狭缝1和狭缝2的距离相等,那么穿过狭缝1的概率 = 穿过狭缝2的概率 = $\frac{1}{2}$,电子在光栅上的态就是 $\psi(y)=\frac{1}{\sqrt{2}}\phi_1(y)+\frac{1}{\sqrt{2}}\phi_2(y)$,其中 $\phi_1(y)$ 是完全穿过狭缝1的电子束的态,$\phi_2(y)$ 则是完全穿过狭缝2的电子束的态。因此使用量子力学规则

$$Q:\ \mathrm{Prob}(y)=|\psi(y)|^2=\left|\frac{1}{\sqrt{2}}\phi_1(y)+\frac{1}{\sqrt{2}}\phi_2(y)\right|^2$$
$$=\frac{1}{2}|\phi_1(y)|^2+\frac{1}{2}|\phi_2(y)|^2+\frac{1}{2}\phi_1(y)\phi_2^*(y)+\frac{1}{2}\phi_1^*(y)\phi_2(y)。$$

但可确定

$$Q_1:\ |\phi_1(y)|^2=\mathrm{Prob}(y/s_1)$$
$$Q_2:\ \frac{1}{2}=\mathrm{Prob}(s_1),$$

s_2 也同理,我们看到,落在 y 点的概率的经典计算 C 和量子力学计算 Q 没有得出相同的结果。它们差别在干涉项 $\frac{1}{2}\phi_1(y)\phi_2^*(y)+\frac{1}{2}\phi_1^*(y)\phi_2(y)$。C 计算就是假定电子在光栅上有一个明确的位置,而且结果不受实验影响。

现在可以充分阐述避免结论 C_4 的多种方法了。第一个方法认为量子力学命题有一个古怪的逻辑,特别是它们不遵循分配律。这就阻止了 C_1 和 C_2 之间那一步的论证。这个解决方法前段时间由普特南很有说服力地提出,[12]他因为连结词 *or*(或)的意义和使用上的各种考虑现在已经放弃了它,但是我对加德纳(Michael Gardner)[13]和吉宾斯(Peter Gibbins)[14]的异议印象很深,他们认为通常的量子逻辑实际上并没有给出双缝实验的正确结果。

第二个阻止 C 推导的众所周知的地方在第三步和第四步之间。第一种尝试主张,量子命题有一个特定逻辑;这个尝试坚持,它们有一种特定的概率结构。众所周知,量子力学这个理论没有定义不对易的(即不相容的)

量的联合概率(joint probabilities)。位置和动量是常见的例子。但是,单个系统在不同时刻的不同位置也是不相容的量,它们的联合概率也没有被定义。["t 时刻的 r"与"t'时刻的 r"的不相容性,经常在推导埃伦费斯特定理(theorem of Ehrenfest)的过程中被证明,也就意味着,量子力学过程服从经典运动方程。]因此 C_4 中的 Prob(y & s_1) 和 Prob(y & s_2) 不存在。如果要计算 Prob(y),必须用不同的方法——特别是,像 Q 推导中的一样。

在像这样的推导中否定联合概率意味着什么呢? 毕竟,直到 C_3 时,我们已经走得如此远以至于承认每个独立的电子在光栅和照相底板上都有一个明确的位置。当我们试图为这个联合事件设定一个概率时,发生了什么问题呢? 在操作上,联合分布的失败必须这样显示出来。我们可以想像为"t 时刻的 r"和"t'时刻的 r"的联合值作有限的直方图,但是直方图总是跳跃的,从来不收敛于一条单一曲线。假设在每个有限集合中有一些联合频率,但是,这些频率并不随着集合扩大而逼近于任何极限。在一个完全混乱的宇宙,这可能看上去不令人惊讶,但是在边缘概率被完美定义的地方,它是非常令人惊讶的:在一个完全相同的集合中,单独考察"t 时刻的 r"或者"t 时刻的 r'"的频率。通过对联合频率求和,这些频率总是能被获得:举例来说,在任何集合中,frequency (y) = frequency (y & s_1) + frequency(y & s_2)。当集合变大时,这个和趋近于一个极限,但是和中的各项则不然。这对物理系统是一个特殊概率行为。(虽然这样,正如我在上一章中谈到的,我甚至怀疑经典统计力学中的对应概率,我自己的观点是,它明显地不如量子逻辑特殊。)

在继续讨论之前,重要的是要注意阻止从 C_1 开始向 C_4 推导的这两种企图都取决于不相容性。正是穿过光栅的位置(location-when-passing-the-screen)和在照相底板上的位置(location-at-the-plate)的不相容性,阻止了 C_1 到 C_2 的推导。在常规的量子逻辑中,如果所有的命题都是相容的,则分配律成立。同样,理论总是为任何两个对易的量给出一个联合分布。

我们从问题开始。量子概率是什么的概率呢? 量子理论的从业者一直勉强采用非标准逻辑或者非标准概率。他们完全反对第一种建议。量子概率不是系统"处于 r"的概率,而是如默茨巴赫所说的,"位置测量中在 r 点被发现的概率"。这个答案不比第一个更令人省心。它假定,当我们不观察的时候,电子既不通过一个缝,也不通过另一个缝。当我们观察的时候,突然,它或者穿过上缝或者穿过下缝。观察的动作有什么特殊之处能让客

体处于它不曾在的地方呢？这只是著名的测量难题的又一种说法，我们在上一节已讨论过了。

我发现这两个常规的答案没有一个是非常令人满意的，我提出了一个更为激进的方案。我想要完全消除位置概率，以及连同它们一起的针对所有经典动力学量的概率。我主张，量子力学中唯一真正的概率，就是跃迁概率。在许多情况中，量子系统从一个态跃迁到另一个态。一个系统能够非决定性地、不可逆转地、没有任何外部观察者干扰地改变其状态：新态的量子数将是不同的，而且一些守恒量的量子——能量、动量、角动量或者甚至奇异性(strangeness)——将被发射或者吸收。当这样一种情况发生时，这些跃迁概率能够被计算。正是这些概率用于解释量子力学。

我将用两个例子说明：第一个是指数式衰变；第二个是运动粒子被固定靶的散射。无论在原子内部外层电子改变轨道并放出光子，还是在原子核中导致 α、β 或者 γ 辐射，衰变都是经典的非决定性过程。考虑一些无相互作用的原子，每个都处于激发态。继续处于激发态的原子数目随时间按指数减少。当原子一个接一个地衰变的时候，发生了一些具体事件——光子从特定方向被放出，电磁场的能量增加，其偏振现象受到影响。哪个原子将衰变，或者什么时候衰变，是完全非决定性的。但是衰变的概率是固定的，而且这个跃迁概率正是我想要强调的概率。

第二个例子来自散射理论——高能物理学中至关重要的理论——在该理论中，几乎完全通过碰撞行为研究基本粒子。考虑一个粒子束通过一个非常长且直径非常小的管子，然后与大质量的靶粒子(massive particles)碰撞并散射。如果用探测器环绕目标，我们会发现，许多入射粒子未瞄准靶而继续向前。但是大量其他粒子以各种角度散射。如果散射是弹性的，入射粒子仅仅改变其方向；如果散射是非弹性的，运动粒子与靶粒子既交换动量方向又交换能量。这种情况的跃迁概率是一个粒子的概率，它的动量最初在向前移动方向上；散射后，以另一个特定方向传播，而且带有确定的能量。

在散射中出现的跃迁概率有一段非常令人肃然起敬的历史：它们被最先引入量子力学。一般认为，玻恩(Max Born)1926 年的论文初步提供了关于波函数的概率解释的最初建议。论文的摘要写着："通过研究碰撞过程，形成了这样的观点，即薛定谔形式(Schrodinger's form)的量子力学不仅能用来描述稳定态，而且能用来描述量子跃迁(quantum jump)。"[15] 玻恩处理了运动电子和原子之间的碰撞。在论文中间部分，他说：

> 如果现在有人想要用粒子的术语理解这个结果，那么只有一个解释是可能的：$\Phi_{n_\tau m(\alpha,\beta,\gamma)}$定义了来自z方向的电子将被投影在由($\alpha$, β, γ)定义的方向(并且相位改变了δ)的概率[1]，其中它的能量I以原子能为代价增加了一个量子$h\nu^{\circ}_{nm}$。[16]

那条脚注是著名的：

> 1. 校样上添加的注释：更为精确的分析表明，概率与$\Phi_{n_\tau m(\alpha,\beta,\gamma)}$的平方成正比.[17]

因此，进入量子力学的概率既不是位置概率也不是动量概率，而是跃迁概率："来自z方向的电子将被投影在由(α, β, γ)定义的方向。"

我要求放弃位置概率、动量概率等，转而集中于跃迁概率。跃迁概率的优点在于，它们有经典结构，而且涉及的事件空间有通常的布尔逻辑(Boolean logic)。为了理解为什么，我们暂时需要着眼于跃迁的形式化处理。跃迁在整个哈密顿量H被自然分解为两部分的情况下发生——该情况的"自由"哈密顿量H_0和干扰势V: $H = H_0 + V$。假定系统开始处于H_0的本征态。正如在跃迁例子中的情况，假设H_0与V不对易，从而与H不对易，H_0的本征值将不守恒。在形式上，H_0的初始本征态将演化成一个新态，该态是H_0本征态的叠加态：当$H_0 = \sum \alpha_i |\phi_i\rangle\langle\phi_i|$时$\psi(t) = \sum c_i(t)\phi_i$。跃迁概率由$|c_i(t)|^2$给出。用旧的语言就是，它们是初始处于$\phi_0$的系统后来在时刻$t$"变成"或者"被发现"处于这个或那个本征态$\phi_i$的概率。概率和它们所涉及的事件空间是经典的，因为我们没有看到任何不相容的可观察量。就好像我们正在处理H_0的既有值。我们能够从H_0产生的所有可观察量是彼此相容的，而且相容命题的逻辑是经典的。概率也是如此。

哲学家们喜欢量子逻辑(quantum logic)的主要考虑在于向实在论的迈进[尽管斯泰尔斯(Alan Stairs)[18]列出其他更为持久的理由]。他们想设法确保量子系统具有所有经典动力学量的值——位置、动量、能量诸如此类。但是这个动机建立错了。如果我们想要知道理论中什么属性是真实的，我们需要考察在理论论述世界时，什么扮演着原因的角色。这就是我在整本书中一直强调的观点，它在这里作出一个至关重要的差别。用这个判据判

断,经典动力学量的结果很糟。动力学变量的静态值没有任何效应,就是仅当系统交换能量、动量或者一些其他守恒量时才有的那些效应也都发生在量子力学中。例如,已知束缚电子(bound electron)的位置,不会告诉我们任何关于将来行为的事,而且它无论在哪儿都不会产生任何事情。但是如果电子跃迁轨道——即如果原子作出能量跃迁——这事件表现为光谱线、化学键的消除、离子的形成等效应。即使对于位置的测量这也是正确的。探测器不会对系统的存在有所反应,而只有当能量交换发生在两者之间时,它才被激活。我们需要考虑一个例子,该例子显示了跃迁在量子力学中扮演了传统动力学量所不具有的原因的角色。这看起来是一个好例子。

马戈诺(Henry Margenau)[19]一直强调,所有的量子测量最终都是位置测量。但是位置测量本身基本上是散射相互作用的记录。当被测粒子从探测器散射时位置测量才能进行。散射是非弹性的:粒子中能量不守恒,而且探测器被粒子散射时放出的能量所激活。在常见的位置测量设备中——云室、闪烁计数器和照相底板——相关的散射相互作用是相同的。粒子被探测物中的靶粒子散射,粒子放出的能量引起探测物电离。设备在如何收集或记录离子方面不同;但是在每种情况中,只有恰当的电离相互作用发生,粒子的出现才会被记录。因此,最好是探测设备中的计数概率等于被指定的电离相互作用的概率。

事情可能更糟糕。一般的背景辐射可能在没有粒子出现的时候产生电离。相反,离子收集的过程可能是效率低下的,而且由散射粒子产生的离子也可能记录不到。感光乳胶在这种意义上非常有效,许多情况下效率高达98%。但是其他设备就不那么好了。原则上,在计算概率中可能要修正这些结果。为简单起见,我应该仅仅考虑那些有理想化效率的设备——即我将假定,由散射粒子产生的所有的离子且只有这种离子被收集并计数。

我已经强调,一个实际探测器不能对粒子的出现作出回答,只有粒子给它传输能量才会起反应。如果放大过程非常有效,以至于只有传输适当的能量时计数器才会记录,那么当且仅当相互交换恰当的能量时,一个粒子才记录在探测器中。这给理论产生了一个严重的一致性问题(consistency problem):只有在 r 处的探测器与粒子发生特定的能量作用,在位置测量中,粒子才能被发现在 r 处。正如我们一直在讨论的,第一个事件的概率假定为 $|\psi(\boldsymbol{r})|^2 d^3r$。但是计算第二个事件的概率则使用了完全不同的方法,即散射理论的方法。只有两个概率相等或者近似相等时,量子力学才是一

致的。否则$|\psi(\boldsymbol{r})|^2$不会给出在实际物理测量中系统在r位置将被发现的概率。

实际上,这是更必然的,因为我们对概率的绝对值不感兴趣,而只对它们的相对值感兴趣。例如考虑照相底板,它是最适合决定有相当明确位置的粒子密度的设备。在照相底板中,我们关心的不是照相底板上的点数应该记录粒子的实际数目,而是照相底板上的图案应该反映粒子分布。这需要建立的不是一个等式,而仅仅是一个比例:

$$\frac{r\text{处靶粒子的电离概率}}{r'\text{处靶粒子的电离概率}}=\frac{|\psi(\boldsymbol{r})|^2}{|\psi(\boldsymbol{r}')|^2} \tag{9.1}$$

一般来讲,(9.1)对于任何问题被明确定义的态函数ψ都应该是正确的。为简单起见,我举一个二维的例子,其中一排探测器被排列成一条线,与z轴垂直。我们可以将探测器看作是照相底板中的活动元素。在这种情况下,$\psi(r, t)$在形状上应该是任意的,除非在$t=0$时刻,它被完全放在照相底板的左边(见图9.3)。最容易建立(9.1)的不是其直接形式,而是通过转化得到

$$\frac{r\text{处靶粒子的电离概率}}{|\psi(\boldsymbol{r})|^2}=\frac{r'\text{处靶粒子的电离概率}}{|\psi(\boldsymbol{r}')|^2} \tag{9.2}$$

因此,目的在于表明(9.2)中的比率是独立于r的一个常量。坐标平移

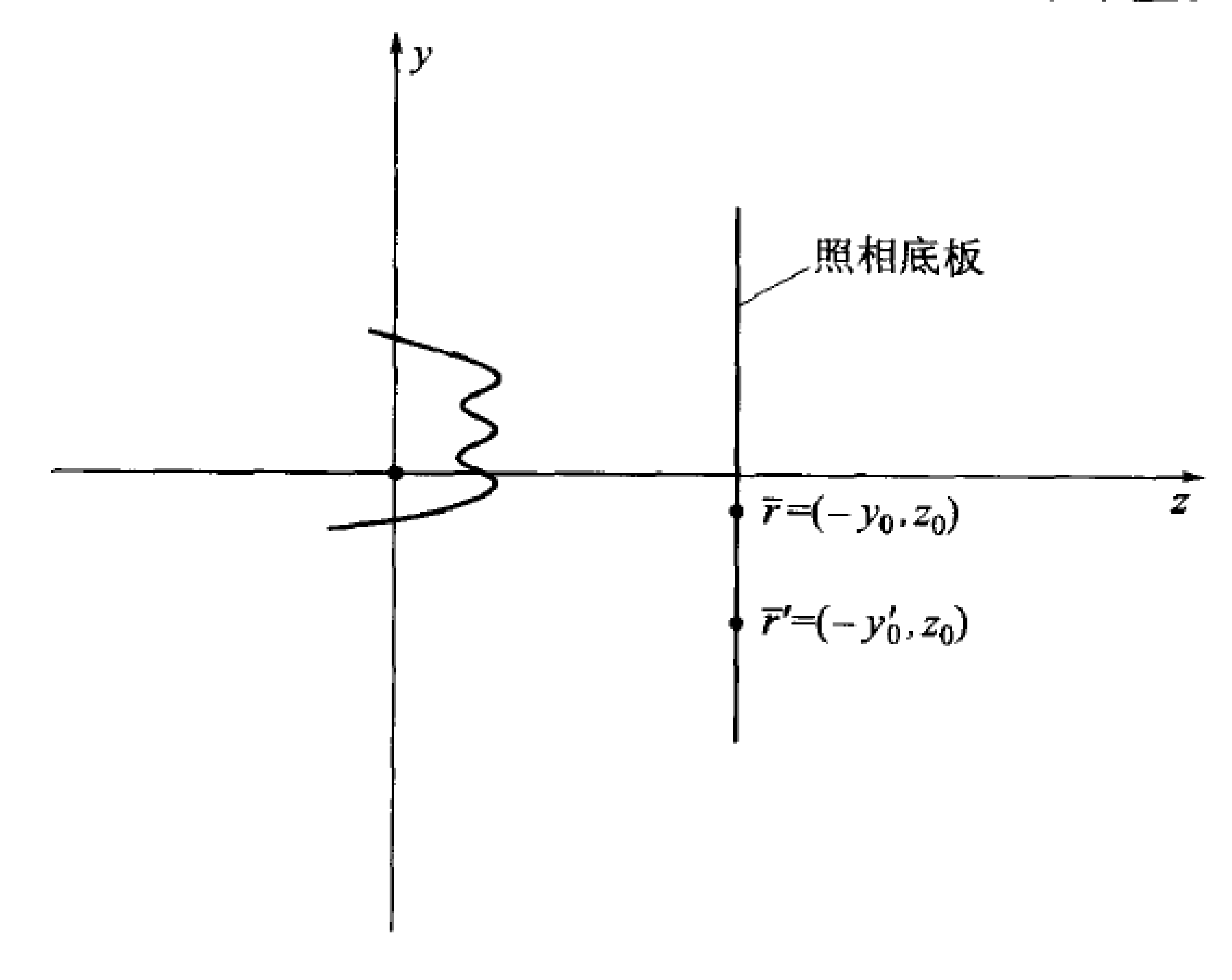


图9.3 原点位于波源

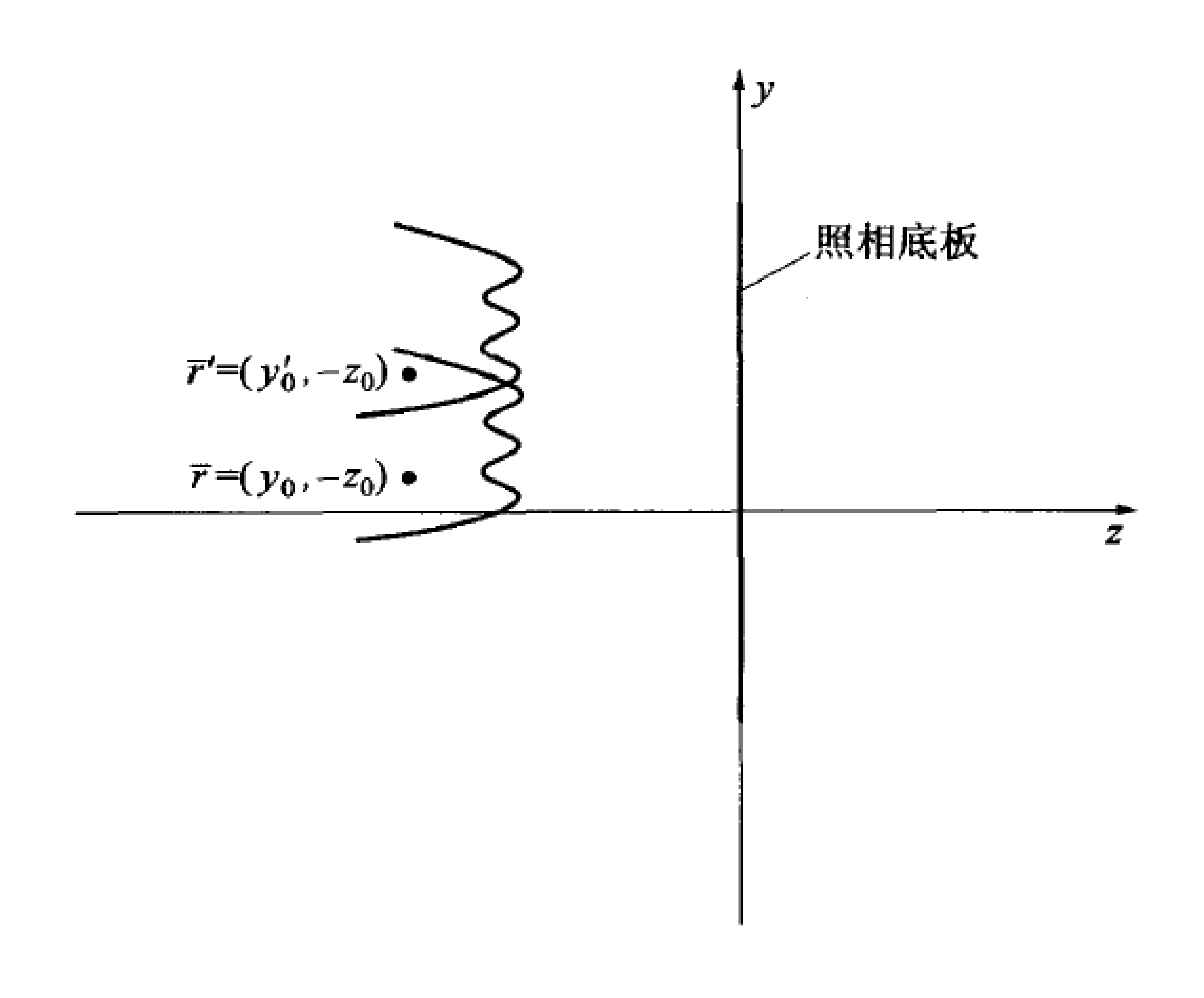


图 9.4 原点位于探测器

将有所帮助。我们考虑了固定波的中心而沿着照相底板改变探测器的位置(图 9.3)。但是通过固定探测器的位置而改变波的中心,也能得到相同的结果(图 9.4)。通过这种办法,一致性结果能被看作散射理论基本定理的一个平凡的结果。这个定理陈述了,散射截面,无论总截面还是微分截面,都是一个不依赖于入射波包的形状或位置的常量。总散射截面在本质上是穿过探测器的概率占被散射粒子的总概率的比率。粗略地说,定理保证,中心位于 $\boldsymbol{r}_0$ 的波从探测器散射的概率,除以"位于"探测器的概率,结果是一个独立于 $\boldsymbol{r}_0$ 的常量。这正是(9.2)所必需的。

有一个难点。这个定理的标准教科书证明未确立任意波的结果,而只是在动量方向有窄幅传播的波包的结果。这不足以确保一致性。在前面的文章中,我曾经直接计算了(9.2),并表明它对任意初态成立。[20]

我一直在强调,量子力学的解释应该完全落在跃迁概率的视野中。没有发生跃迁的地方,ψ 一定没有被解释,或者仅仅有一个虚拟语气的解释:如果系统服从于那种正确的微扰势,跃迁到态的概率______将是______。这使得理论相当不生动。我们按照微观系统被放置的位置考虑,所有的直觉都让我们把这些位置当作真。放弃这些直觉是件难事,但是我们从双缝实验之类的例子中知道,如果我们的说法要一致,我们必须这样做。

我们应该详细考虑另外一个例子来看我们在量子力学中的推理有多少实际上依赖于量子系统的位置描述，如果我们打算反对这种描述，必须进一步采取什么措施。偶极辐射(dipole radiation)是最清晰的例子之一，在那里位置似乎最有价值。回忆第7章中，激光器中的原子表现得非常像经典电子振子。我将使用萨金特(Sargent)、斯卡利和兰姆的处理使读者容易接受，但是基本方法相当老。偶极辐射就是薛定谔应用它的新波动力学的最早情形之一。萨金特、斯卡利和兰姆告诉我们：

> 假定原子中的量子电子表现得像是在外加电磁场中作受迫阻尼振荡的电荷。一点也看不出束缚电子有这样一种方式的行为。然而，平均电荷分布确实振荡，正如下面的简单论点所了解的。我们知道任何时刻的电子概率密度，由电子波函数 $\psi^*(\boldsymbol{r},t)\,\psi(\boldsymbol{r},t)$ 给出。因此，有效的电荷密度为
>
> $$e\psi^*(\boldsymbol{r},t)\,\psi(\boldsymbol{r},t)。$$
>
> 例如氢原子，最初处于基态，具有球形分布……这里，平均电子电荷集中于球心。电场力的作用使得这种分布随着带正电的核移动……然后随即去除电场，引起了带电球体因为库仑引力而围绕核来回振荡。这个振荡偶极子就像是一个弹簧上的电荷。[21]

考虑一个具体例子，氢原子处于基态[1s 态，我用 $U_a(\boldsymbol{r})$ 表示]。如果氢原子受一个外电场作用，它就演化成激发态和退激发态的叠加态，正如我们以前看到的一样。[这里我将激发态称为 2p 态，$m=0$，用 $U_b(\boldsymbol{r})$ 表示。]因此在 t 时，氢原子在电场中的态就是

$$\psi(\boldsymbol{r},t)=C_a(t)\exp(-\mathrm{i}\omega_a t)U_a(\boldsymbol{r})+C_b(t)\exp(-\mathrm{i}\omega_b t)U_b(\boldsymbol{r})。$$

如果用图表示 $\Delta t=\frac{1}{4}(\hbar/\Delta E)$ 时间间隔的电荷密度 $e|\psi(\boldsymbol{r},t)|^2$，则我们从图9.5可看到，电荷分布在空间的变化像一个线性偶极子(linear dipole)，因此有一个偶极矩。[22]原子的偶极矩由下式给出：

$$\langle e\boldsymbol{r}\rangle=pC_aC_b^*\exp\{-\mathrm{i}(\omega_a-\omega_b)t\}+$$
$$pC_a^*C_b\exp\{+\mathrm{i}(\omega_a-\omega_b)t\}。$$

左边的$\langle e\boldsymbol{r}\rangle$，表示我们正在求的量子力学期望。正如萨金特、斯卡利和兰姆所说，“电偶极矩的期望$\langle e\boldsymbol{r}\rangle$由与这个概率密度[密度 $\psi^*(\boldsymbol{r})\psi(\boldsymbol{r})$]相关的 $e\boldsymbol{r}$ 的平均值给出。”[23]因此在这里，电子的位置得到一个高度实在的处理：在

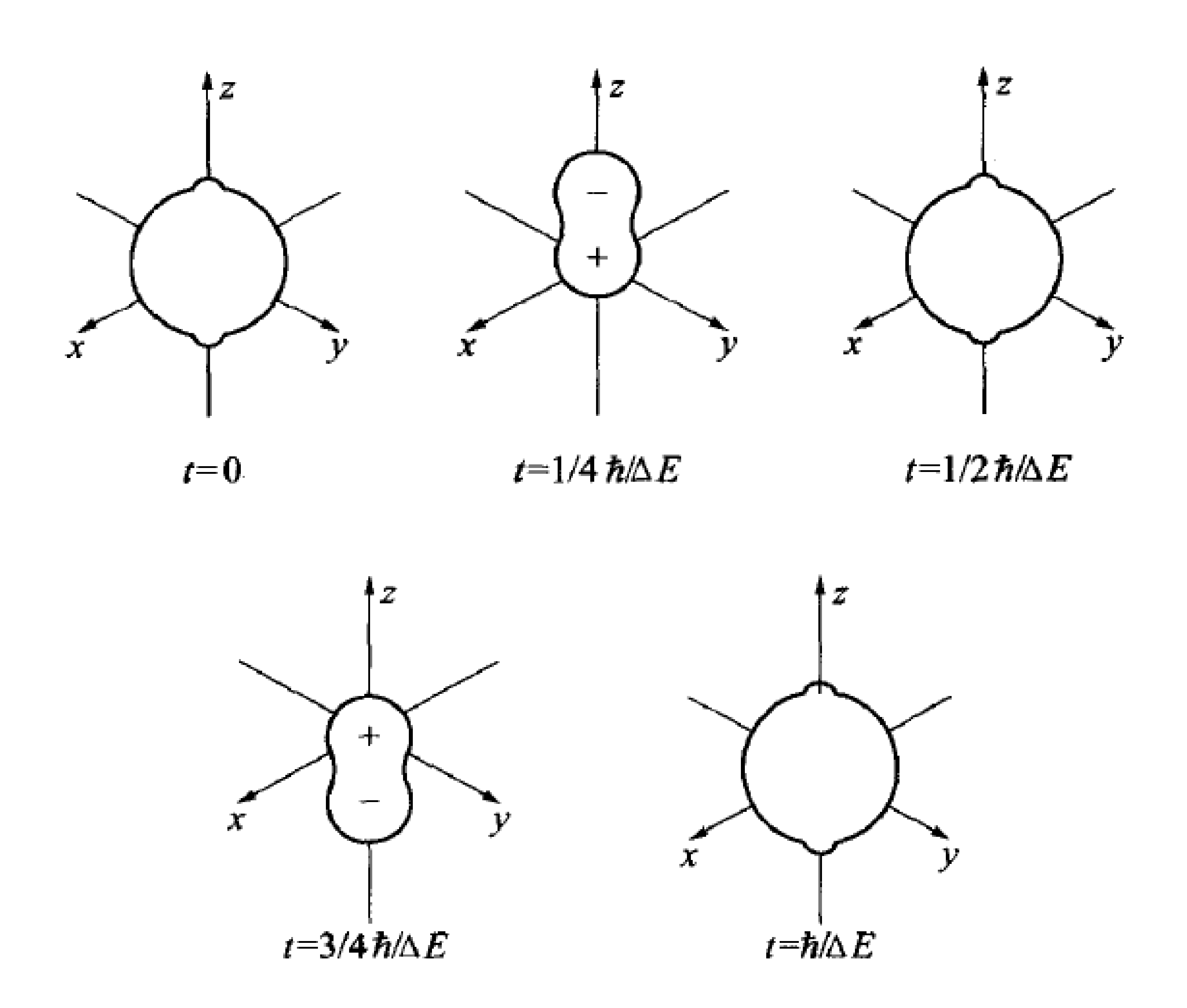


图 9.5 氢原子中振荡电荷分布(来源:西格曼,《激光》)

时间 t 的偶极矩用电子在 t 的平均位置来刻画。

在经典意义上讲,振荡的偶极子将辐射能量。这个偶极辐射的量子类似物就是激光器的兰姆理论的核心。在激光器中,外部场作用于空腔,在产生激光的介质的原子中诱发偶极矩。计算更复杂,但是观点与我们刚考虑的氢原子的情况一样。对每个微观偶极矩求和,则给出介质的宏观偶极矩或者极化。这依次成为麦克斯韦方程的源头。于是自洽性(self-consistency)条件要求假定的场必须等于反应场(reaction field)。设两者相等,我们就能够得到一组方程去描述激光器中的振荡。

关于兰姆理论中电子位置对实在论的用处,我有两点注释。第一点颇有工具主义者的味道。我们在这种处理中得到的主要方程是针对光子或者原子的*变率方程*。这些就是光子数目或各原子能级的占有数随时间变化的变率方程:也就是说,它们就是跃迁概率方程。对于散射或者简单衰变,这些概率完全是经典的。如果原子真的从一个态跃迁到另一个态,方程就是应该得到的结果。例如路易斯埃尔在讨论兰姆方法时导出激发态的占有数 N_a 随时间变化的方程:

$$L.8.3.21: dN_a/dt = R_a(t) - \Gamma_a N_a(t) + i/\hbar[P_n(t)E^*(t) - P_n^*(t)E(t)]。$$

他告诉我们：

> 这些方程的物理意义应该相当清楚。方程(8.3.21)给出了一个原子进入和离开状态$|a\rangle$的净变化率。R_a项给出了原子被“抽入”$|a\rangle$能级的比率。$-\Gamma_a N_a$项表示原子从能级$|a\rangle$到更低能级的非相干衰变。我们也能够增加一项$+W_{ab}N_b$来表示从$|b\rangle$到$|a\rangle$的非相干跃迁，但是我们为简单起见忽略了这一项。Γ_a^{-1}是没有驱动场([a] driving field)时原子处于能级$|a\rangle$的寿命。这些项是非相干的，因为它们不包含任何相位信息……
>
> 最后一项$i(PE^* - P^*E)$表示在能级$|a\rangle$由于驱动场的出现而产生的净感应数的变化。[24]

必须注意，激发原子数的改变正好等于进入激发态的原子数减去退激发态的原子数。没有任何项反映在激发态和退激发态之间的干涉。

回忆我们在第6章中显示的，指数式衰变定律能够通过马尔可夫近似导出，它假定槽的变量之间没有关联。确实，同样的设计在这里被用于消除非经典的干涉项。例如，在推导光子变率方程的过程中，哈肯谈到：

> 我们应该忽视所有带有$b_{\lambda'}^* b_\lambda$ ($\lambda \neq \lambda'$)的项。这一点可证明如下……b^*的相位是涨落的。只要没有发生任何锁相(phase locking)，不同的b的相位涨落是不相关的。如果取相位的平均，在134右边的混合项[即在光子变率方程中的干涉项]就为零。[25]

变率方程的经典特征让我们处于一个特定位置。一方面，激发态和退激发态的叠加态是理论说明的基础。没有不带叠加态的偶极矩——即电荷密度$e|\psi(r)|^2$不在单独的激发态或者单独的退激发态的空间中振荡。没有偶极矩，就不存在介质产生的宏观极化，因此也就没有兰姆推导开始的自洽性方程(self-consistency equation)的基础。另一方面，变率方程的经典特征暗示，原子真的改变它们的态。如果这样的话，正像我为简单的衰变例子作的概略描述：原子作一次跃迁，薛定谔演化停止作用，由波包坍缩接替。正是这个允许我们预测它将发生的形式体系不适用于整个过程。

这就让我认为整个说明就是一个说明性的虚构,包括振荡的偶极子,其角色只不过是促使我们写出正确的初始方程。这个说明最好被看作是一个影像说明。不大激进的回应是注意兰姆和其他人将 $e|\psi(\boldsymbol{r})|^2$ 描述成“电荷分布”。在这个非常简单的情况中,我们根本不需要将它看作概率分布,而应该看作是空间中真正的电荷密度。这当然不会被当作 $\psi^*\psi$ 的普遍解释。(通常认为,ψ 是相空间中的一个函数。在有多于一个电子的地方,ψ 就是所有电子的位置函数。一般来说,在相空间中的 $\psi^*\psi$ 对于含有电荷的真实空间不会约化成简单分布。)但是对于任何我们想要主张偶极矩起因于一个真正的振荡的情况,这一定是可能的。否则,考虑该过程的正确方式根本不是按照概率,而是按照下列方式:原子产生的场作用于宏观极化。$\langle e\boldsymbol{r}\rangle$ 就是表达原子产生的微观极化(micro-polarization)的量。我们用 $e|\psi(\boldsymbol{r})|^2$计算这个量,这个计算在形式上类似于计算一个矩或者一个平均值。但是这个类比纯粹是形式上的。$e|\psi(\boldsymbol{r})|^2$ 是引起场中极化的量,没有概率性解释。这种考虑“期望”的办法对于这种情况并不特殊。一个“期望”无论什么时候给定一个物理角色,肯定脱离了它的概率论解释。否则,它如何工作呢?$\langle e\boldsymbol{r}\rangle$当然不是实际占有位置的平均值,因为电子通常不占有位置。通常的方法就是让它成为测量中发现的位置平均值。但那个平均值对未测量的空腔中的宏观极化几乎没有作用。

在这一节,我已指出,两个独立的原因表明了通过跃迁概率而不通过位置概率或者经典动力学量其他值的概率来解释量子力学。首先,跃迁事件在理论中扮演一个原因的角色,它不能被量子系统的实际位置、动量等所匹配。第二,跃迁概率是经典的,它们的事件空间也是经典的,因此既不需要特殊逻辑,也不需要特殊概率。这两个论点都假定跃迁是实际发生的事件:有时,系统非决定性地真的改变了它的态。这就是玻恩一生都在捍卫的观点。我们在玻姆(David Bohm)的教材中找到了它的现代陈述:

> 我们断定,$|C_m|^2$ 得出跃迁从时间 $t=t_0$ 开始从 H_0 的第 s 个本征态到第 m 个本征态的概率。即使 C_m 以由薛定谔方程和在 $t=t_0$ 的边界条件决定的速率连续地变化,系统实际上还是经历了一个间断的、不可分割的从一个态到另一个态的跃迁。例如,当 C_m 仍旧非常小的时候,如果微扰势在 $t=t_0$ 之后被中断一小段时间,就能够证明这个跃迁的存在。如果这个实验被连续做了多次,就会发现系统总是停留在 H_0 的某

> 个本征态。在绝大多数情况下，系统停留在它的初态，但是与 $|C_m|^2$ 成正比的许多情况下，系统处于第 m 个态。因此，微扰势必定被当作不可避免地跃迁到 H_0 其他本征态的原因。[26]

但是这个观点不是没有争议的。看看其他观点，考虑一下放射性衰变。对此有两种方法，一个被旧量子论暗示，另一个被新量子论暗示。按照玻姆的说法，旧量子论所讲的正是我们大多数人熟悉而又被我采用的那个。第一，放射性衰变是非决定性的；第二，衰变按时间指数地减少；第三，它在放射性元素中产生了化学变化。贝克勒尔(Henri Becquerel)在1886年的连续三篇文章中报告了对铀放射性的最初观察。玛丽·居里(Marie Curie)从1898年开始对铀和钍做了系统的研究，她与皮埃尔·居里(Pierre Curie)以及贝克勒尔因此共同获得诺贝尔奖。但是直到卢瑟福(Rutherford)和索迪(Soddy)在1902年的研究，这三个关于放射性的重要事实才被认可。第一个和第二个事实合在一起。这些物质处于激发态的概率随时间指数地减少，而且没有任何外部因素能够影响这种概率的增加或者减少。卢瑟福和索迪报告说：

> 后来表明，钍化合物产生的射气(emanation)的放射性在所有条件下都随时间呈几何级数衰变，而且不被最强烈的化学或者物理作用所影响。同样有人表明由钍射气产生的激发放射性也是如此。无论在它最初的金属线上还是在盐酸或者硝酸的溶液中，这种衰变速率相同。由镭射气产生的激发放射性表现类似。[27]

第三个事实与我们有关。卢瑟福和索迪介绍："放射性伴有化学变化，不断有新型物质产生。"[28]在衰变过程中，铀238变成钍234。当放出α粒子时，物质的态改变了。这确实类似于爱因斯坦在推导黑体辐射的普朗克定律(Planck law)时对原子衰变的处理(尽管爱因斯坦对这种情况的真实感觉似乎更为含糊)。关于我们现在所称的自发发射，他说："这是从态 Z_m 到态 Z_n 的跃迁，同时释放辐射能量 $E_m - E_n$。这个跃迁的发生没有任何外部影响。人们几乎无可避免地认为它像一种放射性反应。"[29]当玻尔(Bohr)最初量子化原子的能级时也有相同的描述。只允许电子在某些轨道上。在辐射中，电子从一个固定轨道变到另一个固定轨道，发射出一光能量子。在讨论氢光谱时，玻尔说："在放射过程中，系统可以被认为从一个态到另一

个态。"[30]在旧量子论图景中,衰变时间是未确定性的。但是当衰变发生时,光子、α 粒子、β 粒子被放出,而且放射性物质改变了它的态。

将这个与新量子论相对照。这是我们从发展的数学理论形式中读到的。在这个说法中什么也没有发生。在原子衰变中,原子最初处于激发态,而且场中没有光子。随着时间推移,原子 + 场(atom-plus-field)复合体按照薛定谔方程不断演变成一个叠加态。在叠加态的一个分量中,原子仍旧处于激发态而且没有光子出现;在另一个分量中,原子是退激发的而且场含有一个相应频率的光子。原子既不在它的外轨道也不在它的内轨道,而且光子既不在以光速远离原子的场中,也没有不在场中。随着时间推移,在有激发原子而没有光子的态中"被找到"的概率按指数衰减。随着 $t\rightarrow\infty$,概率趋于零。但仅仅是在 $t\rightarrow\infty$ 时!在新量子论中,在任何有限时间内,从来没有一个原子放出辐射。与玻尔的图景相对照,系统可以永远不被认为"从一个态到另一个态"。

有散射的情况并不更好。具有固定方向和固定能量的粒子轰击一个靶并分散开来。散射粒子的态用出射球形波表示(见附录中的图 9.6)。散射之后,粒子不再按固定方向运动;它的出射态是所有方向上的动量态的叠加态。我们可以用一圈探测器环绕目标,但是正如我们在讨论准备的问题中看到的,这无济于事。如果观察探测器,我们将发现粒子只被一个探测器记录。然后我们被抛进了叠加态;每个分量本身在不同探测器中记录计数。无疑,冯·诺依曼认为这里至少发生了波包坍缩。但是他的坍缩来得太迟了。即使没有探测器,粒子也肯定以一种方式或者另一种方式远离靶。

因此在我看来,正如在旧量子理论中那样,波包坍缩发生在各种情况,而且与测量无关。由于我说过叠加态和混合态产生不同的统计预言,这个主张应该服从检验。但是直接的统计检验并不容易。例如,为了在原子衰变的情况中区别两者,我们必须对原子及其相关的光子做一个关联实验,而且我们必须测量一些可观察物,它们与原子的能级和受扰场的模皆不对易。(这个在"叠加态与宏观观察"一文中被正式列出。)但是这类测量一般也是我们难以达到的。那就是达内里、卢安热和普罗斯佩里的著作所陈述的。还有,靠灵机一动,我们或许能够以更为精妙的办法得到干涉效应。

埃伯哈德(P. H. Eberhard)建议了一些实验打算这样做。[31]希瓦(Vandana Shiva)也提出一个检验。[32]不是所有干涉检验都是相关的,当然,坍缩会发生但不是所有的时候都发生。否则,在双缝实验的屏上就不会出现干

涉图案了,而且苯的键合能也不同。但是有一个实验是埃伯哈德提出的,我认为它至关重要。这就是我们在考虑的一种情况——在散射中寻找波包坍缩的检验。我将在附录中讨论埃伯哈德的实验。

9.3 测量难题怎样是数学的人造物

冯·诺依曼认为作出测量时发生波包坍缩。但是量子系统在本征态预备时,在一个粒子被另一个散射时,在一个放射性核蜕变以及其他大量跃迁过程等情况下,也发生波包坍缩。那就是第9.1节和第9.2节的内容。在各种情况下,在所有时间内,波包坍缩都在发生。测量没有什么特殊的,而且在量子力学中意识(consciousness)没有什么特殊作用。

这就前进了一步。测量难题消失了。但是看上去好像另一个难题代替了它。仍旧假定有两种演化:薛定谔演化和波包坍缩。后者不受测量类情形的限制,但它什么时候发生呢?什么特征决定系统什么时候按照薛定谔方程演化,什么时候波包坍缩呢?我将这个问题称为*刻画难题*(characterization problem)。我将论证它不是个真正的难题:因为我们错误地过于重视理论的数学表述,所以它发生了。但是我们首先应该考察一种更为常规的答案。

对于刻画难题有一个解决方法,该办法建议用薛定谔形式尝试将干涉项减到最小:当且仅当提到的系统与另一个*有大量独立自由度的系统*相互作用时,波包坍缩发生。回忆第6章中讨论的指数式衰变的推导。在韦斯科普夫-维格纳方法中,我们假定原子耦合到众多电磁场模的"准连续统"。如果相反,它仅仅耦合了一个或者少数几个电磁场模,概率不会随时间衰变,但将会永远在激发态和退激发态之间来回振荡。这被称为拉比振荡(Rabi-flopping)。我以前提到过P·C·W·戴维斯的讨论。[33]戴维斯的推导清楚地揭示了增加自由度数目如何消除了干涉项,并将拉比振荡(Rabi oscillation)转化为指数式衰变。同样,我在第9.1节描述的达内里-卢安热-普罗斯佩里证明依赖于测量设备的大自由度数。这是他们假设源于同一宏观可观察量的不同微观态的系统之间在时间上没有相关性的基础(对应于"叠加态与宏观观察"一文中的假设A_2)。这确实类似于上一节引用的哈肯的假定,b_λ^*和b_λ在时间上不相关,而且它扮演了一个类似的角色。因为那只是允许哈肯消除光子的干涉项并得到经典的变率方程的假定。

我所知道的关于这种证明的最普通的例子是量子统计主方程的推导,

该方程类似于经典统计力学的演化方程。第6章中的放射性衰变的马尔可夫方法是这种推导的特例。在推导主方程的过程中,量子系统被耦合到一个槽。在理论上,两者应该在复合空间(composite space)演化成叠加态,但是马尔可夫近似消除了干涉项并使系统退耦。将观察时间作无限长处理的马尔可夫近似,再一次被槽中独立自由度的大数值证明是正当的,这引起了短关联时间。

用这种证明作为解决刻画难题的方法有两个难点。第一个是实践上的。这也是我最后将维护的方法的难点。我已经指出,波包坍缩在多种情况下发生。但是我一直在描述的那种做法仅仅适用于少量情况,而且特别是对于测量,像达内里、卢安热和普罗斯佩里那样的处理非常抽象和概括。他们不具体对待任何实际的测量过程。

第二个难点是原则上的。即使这些处理能被推广以覆盖更多情况,它们实际上也不能解决刻画难题。那个难题发生是因为我们实际上假定了两种不同的自然演化,我们指望一个物理特征来决定什么时候这个发生而不是那个发生。不幸的是,我们从这些证明中发现的特征只在模型中成立。它不是实际情况的特征。为了消除干涉,相关自由度的数目必须是无穷大,或者与此相关地,关联时间为零。实际上,自由度数总是有限的,而且关联时间总是正的。

不难想到有人反其道而行之,强调所有实际系统有无限多的自由度。那就没有任何依据去区别两种演化。关于实际系统的这个观点本质上或多或少比第一种要看似真实,这个事实暗示了,自由度的相对数(relevant number of degrees of freedom)这一概念仅用于模型而不用于实际。如果我们把它运用于实际情况,我认为我们最好承认,实际系统总是有有限数值的自由度。

一个实际系统可以很大——大得足以将它构建为具有无穷大的自由度或者零时间关联——但这并没有解决刻画难题。那个难题需要人们分离两种非常不同的变化,而且尺寸大小不会巧妙地将世界分割成小块。这是一个常见的反对意见:如果大(bigness)很要紧的话,怎样大才是足够大?确实,一个系统什么时候大得足够让自然界认为它是无穷大的呢?

完美的大小不能解决我所展开的刻画难题。但现在我认为我所展开的是一个假问题(pseudo-problem)。刻画难题是一个数学的人造物。并不存在真问题(real problem),因为量子力学中没有两种不同的演化。有被薛定

谔方程正确地描述的演化,也有被像冯·诺依曼的投影公设之类的东西正确地描述的演化。但是这些演化在任何物理学的相关意义上都不是不同种类的。我们认为,它们之所以不同是因为我们写理论的方式不同的缘故。

通过考察近来量子统计力学建立的理论框架,我已经明白了这一点。[E·B·戴维斯(E. B. Davies)的《开放系统的量子论》(*Quantum Theory of Open Systems*)[34]或许代表了最好的抽象形式化。]要点是简单的,不依赖于统计理论的细节。冯·诺依曼认为有两种演化,并列出两个看上去截然不同的方程。他提供的框架对于研究激光器或者辐射原子的耗散系统不是很方便。正如我们看到的,薛定谔方程不能很好地处理这些问题,冯·诺依曼给出的简单的投影公设也不行。量子统计力学已经形成了一个更抽象的形式体系,更好地适合于这类问题。这个形式体系列出的仅仅是一个演化方程,薛定谔方程和投影公设都是这个单一方程的特例。

量子统计形式体系规定的演化很像薛定谔演化,但是有一个重要的区别:量子统计过程的演化算符(evolution operators)形成了一个动力学半群(dynamical semi-group),而不是一个动力学群(dynamical group)。群和半群之间的本质区别就是,半群缺乏逆转,因此使得运动是不可逆的。例如,辐射原子将会不可逆转地衰变而不像拉比振荡一样永远来回振荡。相关地,量子统计演化方程抽象地看就像是一个薛定谔方程,除了支配它的算符不需要表示成一个幺正算符。幺正算符的伴随算符等于其逆算符。其效应就是保持矢量的长度和它们之间的角度。也有与幺正性相关的其他数学特征,但最终,它们都用于阻止波包坍缩。因此,更一般的量子统计框架不需要演化的幺正算符,这并不令人惊奇。

从这个新的观点来看,并不存在被两种方程描述的两种演化。新的形式体系写出支配每个系统的唯一一个方程。这个解答对于刻画难题太快了吗? 可能仅有一个方程,但实际上没有两种演化吗? 我们可以同意薛定谔方程和波包坍缩是量子统计定律的特例:当使用幺正算符时,一个类薛定谔方程(Schroedinger-like equation)出现了;当有一个非幺正算符时,发生波包坍缩。这没有立即显示如何重新构造刻画难题吗? 有些情况用幺正算符描述,另一些情况用非幺正算符描述。有什么物理差别与此相对应呢?

有一个简单直接的回答,我认为它是一个正确的回答,尽管我们不考虑一些关于决定论的问题就不能接受它。这个回答就是,没有什么物理差别需要说明为什么幺正算符被用于一种情况、为什么非幺正算符在另一种情

况中被需要。幺正性是一个有用的、可能是基本的算符特征。这不意味着它代表了现实世界中被找到的物理特征。如果过于严格地使用数学，我们就被误导了。不是每个重要的数学差别都标志了被表示的事物中的物理差别。幺正性正是这种情况。

我们仍旧可以问，"自然界如何知道一个给定的情况下系统是以幺正的方式还是以非幺正的方式演化的呢?"这是一个错误的问题。正确但却老套的问题是，"自然界如何知道系统是怎样演化的呢?"好，自然界将按照量子统计方程规定的那样演化系统。它将着眼于力和结构以及由此引起的能量，而且当它获得这些能量时还会做方程需要做的。想像一下自然界使用我们的表示方法。它考虑能量，写下表示这些能量的算符，解量子统计方程，最后产生方程需要的新的态。幺正算符有时被写出，有时不被写出。

我反对这个问题，"自然界如何知道在一个给定的情况下应使用幺正算符还是非幺正算符呢?"这个问题预设，自然界先着眼于能量去看算符是幺正的还是非幺正的，然后才着眼于写出哪类特定算符。但是中间步骤没有必要。为能量指派算符的规则，不需要在选择算符之前选择算符的种类。他们只选择算符。

我这样写，好像幺正性根本没有物理意义，它仅仅有数学兴趣，是这样吗? 不是，因为幺正性正是排除波包坍缩的那个特征。而且如上所述，波包坍缩是非确定性的，而薛定谔演化是确定性的。按照量子理论，这是一个真正的物理差别。(确定性的运动是连续的;非确定性的运动是不连续的。)我不想否认有这样的物理差别，但要否认关于用以论述它的能量的某个普遍事实必然存在。不需要有情况的一般特征，在这些情况下当演化是确定性时为真，当演化为非确定性时为假。一旦能量固定，就确定了演化是确定性的还是非确定性的。不需要更进一步的物理事实。

如果这些解释被采用了，决定论对于量子力学变成一个真正而又偶然的物理特征。我称它是偶然的，是类比于亚里士多德那段市场偶遇的议论。在《物理学》(*Physics*)第Ⅱ册第5章中，亚里士多德设想了两个人的偶遇。每个人都为了他们自己的动机到市场去。他们在那里偶然相遇。相遇是偶然的，因为各自的动机和财力说明每个人会出现于市场，但它没有说明他们的相遇。这不是说相遇不是一个真正的物理事件，也不是说市场中发生的任何事情不能据手头的说明性因素——这个例子中是个人的动机和财力来预测。它仅仅意味着，在要做的说明方案中，相遇没有针对相遇的特定的原

因。这并未表明方案中有错误,或是不完全的。我们可以对相遇非常感兴趣,或诸如决定性,或资金循环,但是这并不保证这些特征都有特定的原因。理论不是不充分,只是因为它没有为我们关心的所有事情找到理由。只要它不能描述自然界提供的原因,它就是有缺陷的。

莱博维茨(Florence Leibowitz)教授指出了另一种方法去理解我所建议的解释中的决定论的地位。她说,"你关于幺正性的主张有效地断定,非确定性演化应该被看作是量子力学的'根本',在意义上就像惯性定律对于后经院力学(post-scholastic mechanics)是根本的一样。"[35]莱博维茨提出,传统的冯·诺依曼的演化观点将确定性演化看作是自然情况。非确定性演化被看作是从自然发生的演化脱离出来的部分,因此需要一个原因——与槽的或者是与有意识的观察者的相互作用。但是以我对量子统计形式体系的理解,非确定性的运动也是自然的,他们不是微扰,因此不需要原因。这确实类似于从经院力学到牛顿力学的转化中研究的惯性运动。对于经院力学,直线连续运动是一个微扰,而且需要一个原因解释它。在牛顿力学中,连续运动是自然的,或者正如莱博维茨所说,是"根本的"。同样,量子力学不需要与幺正性对应的物理性质:莱博维茨指出,即使有这样一种性质,"也不会有任何说明性工作要做"。

在本书中,我都在强调,因果性是什么属性为真的线索。不是所有的在理论中扮演重要角色的断言都要为之挑选出真实的属性。例如,许多断言表示的仅仅是模型中的属性、允许正确的现象学定律的推导的特征,而不是他们自己在被那些定律描述的因果过程中不扮演任何角色的那些。幺正性是一个不同类型的例子。

为了理解幺正性在理论中扮演什么角色,先看一下演化算符可能具有的另一个属性:变换群下的不变性(invariance)。在薛定谔理论中,哈密顿量描述了该情况的能量,并因此决定了演化算符。每当哈密顿量在某个变换群下不变的时候,必将存在某个显示简并性的运动恒量,即不同的、不相容的态将具有那个量的相同值。旋转不变性是一个简单的例子。哈密顿量中的旋转不变性对应于那个哈密顿量所表示的能量和力的球对称性。球对称性产生了能级的简并性,对称性受到干扰后简并性就被消除了。如果增加了一个小的非对称的场,一些间隔紧密的谱线将出现在分光镜中,而以前在那里只有一条光谱。哈密顿量的旋转不变性是该情形的一个真正物理特征的标志。

幺正性是不同的。我们经常会对给定情况中的运动是确定性的还是非确定性的感兴趣。有一个很长的方法来搞清楚它：考虑该情况的能量，写出表示它们的算符，解量子统计方程，看结果变化是否是连续的。这是很不方便的。我们喜欢用一些方法从算符本身知道那些解是否连续。幺正性是我们能用到的一个标志，而且它正是我们所具有的、给我们这样一种标记的特殊数学结构的力量之一。幺正性和旋转不变性都是演化算符的重要特征，该特征我们要特别注意。但是它们扮演着不同角色。旋转不变性标志了能量的真实特征，该特征被假定为各种物理结果的源；幺正性提供了一个重要的数学便利。要求幺正性与物理相关，就是误解了它在量子理论中所起的作用。

我不想坚持说幺正性不表示一个真正的属性，而是说，找不到这样一个属性对于理论来说不是一个概念性难题。劳丹对概念性难题的描述符合这里的情况。劳丹说："这样的难题起因于理论 T，……当 T 对于世界作出了一个……违反流行的形而上学假定的假定时。"[36]按照冯·诺依曼的建议，量子系统按照两种不同定律演化，需要一些特征来标示哪个定律应该在哪里运行。没有任何物理特征被发现能做到这一点，而且理论似乎趋于形而上学的可疑特征——虚构属性，像无穷大的自由度或者零关联时间——或者更糟的，与有意识的观察者相互作用。但是如果量子统计形式体系能够起作用，就不需要这样的属性了，而且理论也不会违反关于尺寸和意识都与物理学不相干的"流行的形而上学假定"。

这里的"*如果*"提出了一个重要的条件。巴特菲尔德（Jeremy Butterfield）关于我的提议的注解在我看来是对的，他认为，

> 量子统计力学提供了强调量子态（纯态或者混合态）演化的一般理论，它包含了[冯·诺依曼的]两种演化以及其他特例。这不只是数学涵盖。它允许我们为根本不能用传统形式体系的两种演化来简单处理的现象建立具体模型。[37]

量子光学就是这些具体模型被建立的一个领域，特别是在激光器研究中。但是我们看到，大范围的情况为传统的薛定谔理论制造了麻烦——例如散射或者准备纯态的任何情况，以及最终我们出发的主题——测量。稍后，巴特菲尔德继续说：

> 我不想给[卡特赖特的]这个纲领泼冷水,我发现它很有吸引力。但是我想要强调,它是一个纲领,而不是既成事实(*fait accompli*)。为了让它取得成功,我们必须提供测量情况的具体分析,显示正确的混合态正在来临。我们当然不需要覆盖所有的测量情况,但是我们需要使通常得到的正确混合态看似真实。[这里"通常"(generally)不一定指"普遍"(universally),它是需要被说明的确定值的普及度(pervasiveness),而不一定是普遍性(universality)。]仅仅当我们有这样的详细分析时,测量难题才会被消除。[38]

巴特菲尔德为接下来要做什么给出了好的方向。

我推荐E·B·戴维斯的书作为一个搞明白量子统计方法的好源泉。我应该提一下,戴维斯自己不按照我强调的方式使用形式体系,因为他尽力将他研究的非幺正演化嵌入一个更大系统上的薛定谔演化。这伴随着他的建议:"非幺正性是一个开放系统的标志,该系统与另一个系统交互作用。"开放系统大概是一个更大的封闭系统的组成部分,而且在戴维斯的观点中的开放系统总是遵循幺正变化。我认为这个观点是错误的,出于我在整章中强调的原因。如果波包在更大系统中不坍缩,它实际上在更小系统中也不坍缩。更小系统中的行为至多看上去像是发生了坍缩,而且不足以说明测量或准备。

我一直在强调,如果量子统计纲领能够起作用,测量难题就变成一个伪问题,但是其他相关的问题保持不变。这就是如何选择恰当的算符表示一个给定的物理状态的问题,无论幺正与否。日常物理学就是这样一件件地工作的,而且有益于让我们的哲学注意力再次集中于它。这就是现行物理学(on-going physics)所涉及的,而且认为没有通用程序。在量子力学中,对应原理(correspondence principle)让我们类比经典力学工作,但是这个建议的有用性不久就荒废了。我们通过用我们的物理直觉、与看到的其他情况类比和更为普遍考虑的专门化等,继续进行下去。有时我们甚至选择我们做的模型,因为我们写的函数是我们可解的。正如默茨巴赫对薛定谔方程的评论:

> 量子动力学(quantum dynamics)不包含对它断言存在的算符 H 的结构适用的万用解药。哈密顿算符肯定以经验为基础,使用经典描述提供的线索,如果有一个哈密顿算符可用的话。物理洞见必须使得算

符的明智选择被用于系统描述中……并根据这些变量构建哈密顿量。[39]

正如我在第 7 章和第 8 章所主张的,需要的不是桥介原则而是物理洞见,来选择正确的算符。但是至少量子统计纲领提供了解决这个尽管困难却又显得庸俗的物理学工作中的测量难题的希望。

附录:一个检验波包坍缩的实验

1972 年,埃伯哈德考虑了我这里认可的那种非幺正理论,并为它们提出四种类型的检验。我将详细讨论他的检验,包括散射理论的光学定理,因为这是我最理解的例子,而且也是非常适合于本书中讨论的一个例子。关于他讨论的理论,埃伯哈德告诉我们,"我们的非幺正理论类似于与测量仪器相互作用的量子系统(quantic systems)的描述,但是没有仪器包含于我们的理论所应用的物理过程。"[40]埃伯哈德将服从幺正性的理论称为 A 类理论。他考虑一个特定类型的非幺正理论——B 类理论。这些理论模拟一个完备测量中发生的量子系统的改变。特别是,对于可观察量 $M = \sum m|\phi_m\rangle\langle\phi_m|$,一个 B 型的相互作用使态 D 变成态 D':

$$D \to D' = \sum_m |\phi_m\rangle\langle\phi_m|D|\phi_m\rangle\langle\phi_m|。$$

B 型理论因此恰好是我所强调的那种理论,在该理论中,跃迁确实出现在本征态 $\{\phi_m\}$ 中,而且系综的终态是一个经典的混合态,在该混合态中 ϕ_m 并不干涉。

埃伯哈德用光学定理检验 B 型理论。他告诉我们,

> 光学定理来自这样的原理:向前散射的波与入射波以概率守恒的方式干涉。如果向前的散射包括一个混合态,即非干涉分量,光学定理的检验就会失败。那个检验包括向前方向的微分截面的测量,包括库仑相互作用和强相互作用散射之间的干涉区域。那么,其结果可比作整个截面的测量。[41]

埃伯哈德在 1.015、1.527 和 2.004 GeV 的 $\pi - p$ 相互作用中考察了弹性散射(elastic scattering)。"当对三个动量作平均时",结果与光学定理的预测"在 ±3% 的范围内"相符[42]。这个一致性足够好。如果埃伯哈德的分

析是正确的，B 类理论由于散射相互作用被排除，而且如果它们对散射不成立，它们无论在哪里都不会看似非常合理。

光学定理显然适合寻找非幺正演化的检验。查考一本介绍散射的形式理论的经典教材——默茨巴赫的《量子力学》。默茨巴赫告诉我们“散射矩阵对于幺正情形特别重要”[43]，之后又说“从散射矩阵的幺正性属性来看，我们可以导出散射振幅的重要定理”[44]——光学定理。然而，光学定理没有消除 B 类理论。我将指出，光学定理非常支持我为散射描述的那种 B 类理论。

在弹性散射的例子里，轰击粒子既不失去能量也不得到能量，在大 r 的情况下对初始动量为 $\boldsymbol{k}$ 的出射粒子的渐进态由

$$\psi'_{\boldsymbol{k}}(\boldsymbol{r}) \sim \frac{1}{2\pi^{3/2}}\left[\exp(\mathrm{i}\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{r}) + 1/r\exp(\mathrm{i}kr)f_{\boldsymbol{k}}(\boldsymbol{r})\right] \tag{1}$$

给出。这个态就是对最初的动量本征态 $\exp(\mathrm{i}\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{r})$ 和图 9.6 中的出射球面波 $1/r\exp(\mathrm{i}kr)$ 的叠加态。量 $f_{\boldsymbol{k}}(\boldsymbol{r})$ 被称为散射振幅，它是向前方向的散射振幅的虚部——$\mathrm{Im}f_{\boldsymbol{k}}(0)$——进入光学定理。正如我们从图 9.6 中看到的，在向前的方向上，最初的非散射波与出射球面波相干涉。干涉减低从向前方向的入射波概率。这正是我们所料到的，因为向前的粒子束将被撞击靶且被散射的粒子所耗尽。

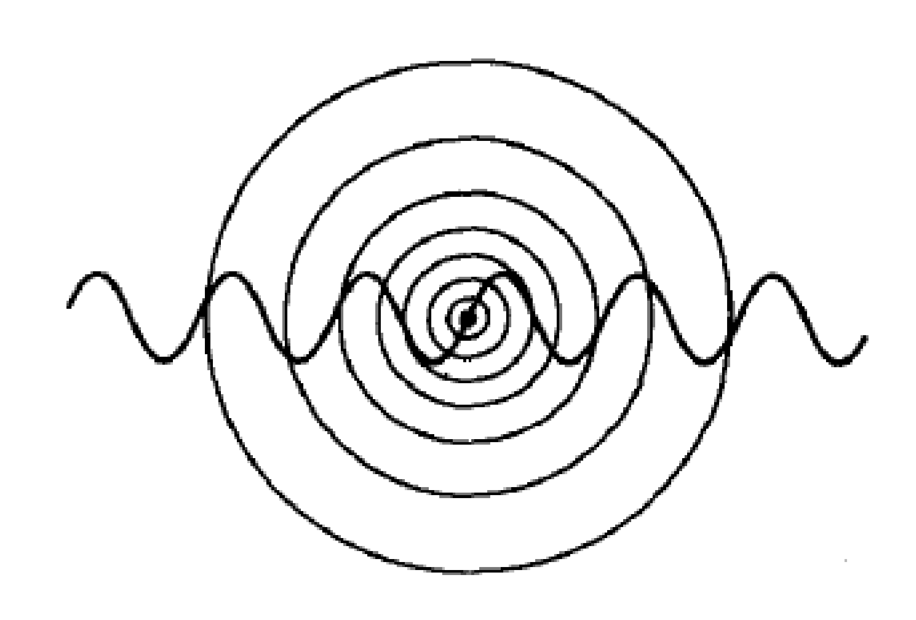


图 9.6 从稳定靶散射

如果我们转换到散射的形式理论中，计算干涉最容易。方程(1)就是李普曼-施温格尔方程(Lippman-Schwinger equation)对大 r 的波函数形式：

$$\psi_k^+ = \psi_k + \sum_n \frac{1}{E_s - H_0 + \mathrm{i}\hbar\alpha}\psi_n T_{nk}。$$

这里动量态 $\{\psi_n\}$ 是未微扰的哈密顿量 H_0 的本征态，而且在计算结束时要求极限 $\alpha\to 0$。跃迁矩阵 T_{nk} 与散射振幅成正比。我们感兴趣的是，多少比

例的粒子束在散射后将向前进，因此我们必须计算概率$|\langle\psi_k|\psi_k^+\rangle|^2$，替代

$$T_{kk'}=\frac{2\pi\hbar^2}{\mu L^3}f_k(\hat{\boldsymbol{k}}')$$

并使用事实

$$\lim_{\alpha\to 0}\frac{1}{\omega+\mathrm{i}\alpha}=\pi\delta(\omega)$$

和

$$\delta(E_k-E_k{}')=\frac{\mu}{\hbar^2 k}\delta(k-k'),$$

我们得到

$$|\langle\psi_k|\psi_k^+\rangle|^2=1+\frac{8\pi^4}{k^3L^6}|f_k(0)|^2+\frac{4\pi^3}{kL^3}\mathrm{Im}f_k(0)。\qquad(2)$$

现在，我们可以重复我们考虑双缝实验的经典论证。一个前行的粒子在通过靶之后或者从靶散射或者不散射地通过靶：

$$K=K\ \&\ (\neg S\vee S)。$$

由于S和$\neg S$是不相容事件

$$\mathrm{Prob}K=\mathrm{Prob}(K/\neg S)\mathrm{Prob}(\neg S)+\mathrm{Prob}(K/S)\mathrm{Prob}(S)。\qquad(3)$$

但是方程(2)表明，这个经典的推理不正确。方程(2)和(3)的前两项是相同的，但是正如双缝实验中一样，量子力学计算在干涉项上不同于经典计算，它在双缝实验中负责衍射图样中的波谷，而且在散射中负责靶的投影。我们看到，干涉的数量依赖于向前的散射振幅的虚部。

光学定理将整个截面σ与$\mathrm{Im}f_k(0)$联系了起来：

$$光学定理：\sigma=\frac{4\pi}{k}\mathrm{Im}f_k(0)。$$

截面σ，测量散射到任一角度的总概率。回忆埃伯哈德所报告的，“光学定理来自这样的原则：向前散射的波与入射波以概率守恒的方式干涉。”我们现在能够明白为什么这样。光学定理说明，我们所看到的粒子束在向前方向上的损失，是由于干涉项$\mathrm{Im}f_k(0)$等于散射粒子的总数目。干涉因此是光学定理的本质部分。那么，我如何能够保证散射后的波包坍缩与光学定理一致呢？

回答的关键在于必须关注坍缩发生时系统被认为进入了什么终态。我支持玻姆的建议，散射后，每个粒子带有特定能量向特定方向传播。坍缩发

生在动量的本征态。光学定理仅仅排除了散射-非散射对的坍缩,但是动量概率已经包含入射平面波和散射球面波之间的干涉。

回顾李普曼-施温格尔方程能够明白这一点。它遵循在 $t=-\infty$ 时初始动量为 $\boldsymbol{k}$,在 $t=+\infty$ 时动量为 $\boldsymbol{k}'$ 的系统振幅被方程

$$S_{kk'}=\delta_{kk'}+\frac{4\pi^2 i}{kL^3}\delta(k-k')f_k(\hat{k}')$$

给出(取极限 $\alpha\to 0$)。这里,正如我们从散射的形式理论学到的,我认为这一振幅与散射矩阵 S 的第 $\boldsymbol{k}$、$\boldsymbol{k}'$ 个元素是一致的。这样,总振幅就是散射波振幅与非散射波振幅的叠加,因此两者之间的干涉正好被引入动量振幅中。当取复共轭时,如其所需得到方程(2)。那么,毫不令人惊讶的是,光学定理对我所建议的那种坍缩依然成立。

在形式上,我猜想,坍缩之后,光束中的粒子态由 D' 给出:

$$\begin{aligned}D'=&\sum_{k'}|\psi_{k'}\rangle\langle\psi_{k'}|U(-\infty,+\infty)|\psi_k\rangle\langle\psi_k|\times\\&|U(-\infty,+\infty)|\psi_{k'}\rangle\langle\psi_{k'}|\\=&\sum_{k'}S_{k'k}S^*_{k'k}|\psi_{k'}\rangle\langle\psi_{k'}|,\end{aligned}$$

其中 $U(t,t')$ 就是薛定谔理论提供的标准幺正演化算符。(通常取极限 $t\to\pm\infty$,因为检测之前的时间在微观尺度来看是非常长的。)由于 $D\to D'$ 是在动量本征态上的一个测量类型的相互作用(measurement-type interaction),坍缩后的动量概率与坍缩前一样。但光学定理是动量态之间的总概率守恒的一个平凡结果。这里就是默茨巴赫强调的散射矩阵的幺正性起作用的地方。因为 S 是幺正的,所以在一个或另一个动量本征态中的概率总和为1,

$$\sum_{k'}S_{k'k}S^*_{k'k}=1$$

无论在未坍缩态(unreduced state)还是坍缩态(reduced state)中都是一样的。这足以保证光学定理成立。证明很简单,这里我将忽略它。[在默茨巴赫的著作中被设置成一道练习题19.5:"从概率守恒和(19.12)中推导光学定理"[45],其中方程(19.12)给出了第 $\boldsymbol{k}$ 个动量态在时间 t 的振幅。]因此,光学定理与 B 类相互作用一致,粒子在这类相互作用中散射后波包被坍缩成动量本征态。

那么埃伯哈德的主张是什么呢?为了弄清楚如何使埃伯哈德所说的与

我所强调的事实相调和，我们需要更密切地关注埃伯哈德考虑的 B 类理论。埃伯哈德注意到，像 $D \to D'$ 的非幺正演化总是能够被写成是幺正演化之和。这就产生像隐变量理论(hidden variable theory)一样的东西：其中，我们看到了似乎遵循非幺正规则的单个物理过程，实际上存在一个不同过程的混合态，每个过程都表明了一个幺正的薛定谔演化。或者，采用"分量的"幺正演化的埃伯哈德集合所产生的最终的纯态，并通过使用初始的幺正散射矩阵的逆矩阵将它们折返。那么，埃伯哈德风格的隐变量理论认为，与常规假定相反，入射态不是纯的，而是这些被折返态的混合态。每个态的行为确实像薛定谔方程所预言的那样。我们以一个混合态结束，但仅仅是因为我们以一个混合态开始。

即使他没有明确地这样说，埃伯哈德的计算十分严格地采用了这个隐变量理论。埃伯哈德的检验使用了散射理论的两个定理。第一个定理将向前方向的微分截面联系到这个方向上的散射振幅：

$$d\sigma(0) = |f_k(0)|^2 d\Omega$$

像埃伯哈德一样使用 R 和 J 表示 $f_k(0)$ 的实部和虚部，得到了埃伯哈德方程(4.2)[46]

$$E(4.2): d\sigma/d\Omega = R^2 + J^2。$$

第二个定理是光学定理，埃伯哈德写作

$$E(4.3): J = k\sigma/4\pi\hbar。$$

正如埃伯哈德所谈到的，R 可从 J 计算，或者可由对库仑散射的干涉决定。由于 σ 和 $d\sigma(0)/d\Omega$ 在独立实验中能被测量，所以可以进行光学定理的检验。

现在让我们看一下埃伯哈德如何用他早期的定理(即 B 型的任何非幺正演化等于幺正变化的加权平均数)将这个变成 B 类演化的检验。埃伯哈德认为：

> 在一个 B 类理论中，对应于权重 w_j 和幺正矩阵 S_j 有一种赝态(pseudo-states) j。每个幺正矩阵 S_j 都对应于 A 类理论，因此也对应于满足方程(4.1)到(4.5)的 σ_j、$d\sigma_j/d\Omega$、$R_j(E)$ 和 $J_j(E)$。有效的概率分布是这些 A 类预言的加权平均，而且有效的截面 σ 和 $d\sigma/d\Omega$ 分别是 σ_j 和 $d\sigma_j/d\Omega$ 的加权平均。[47]

因此，埃伯哈德说，

$$\text{E}(4.7): \mathrm{d}\sigma(0)/\mathrm{d}\Omega = \sum_j w_j \mathrm{d}\sigma_j/\mathrm{d}\Omega = \sum_j w_j R_j^2 + J_j^2$$

且

$$\text{E}(4.8)\text{a}: J = \sum_j w_j J_j = \frac{k}{4\pi}\sum_j w_j \sigma_j = \frac{k\sigma}{4\pi\hbar}$$

$$\text{E}(4.8)\text{b}: R = \sum_j (w_j R_j)$$

用 E(4.8)，$R^2 + J^2 = \left(\sum w_j R_j\right)^2 + \left(\sum w_j J_j\right)^2$。但是通常

$$\text{E. I.}: \left(\sum_j w_j R_j^2 + \sum_j w_j J_j^2\right) \neq \left\{\left(\sum_j w_j R_j\right)^2 + \left(\sum_j w_j J_j\right)^2\right\}$$

因此，如果 E(4.7) 正确，E(4.2) 将不成立。

仍旧要证实方程 E(4.7) 和 E(4.8) 对 B 类理论是正确的。E(4.7) 是简单易懂的。令 W 表示从 B 到立体角 $\mathrm{d}\Omega$ 的总跃迁速率

$$W = \sum_{k'\in \mathrm{d}\Omega}\sum_{k''}\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\langle\psi_{k'}|\psi_{k''}\rangle\langle\psi_{k''}|U|\psi_k\rangle\langle\psi_k|U|\psi_{k''}\rangle\langle\psi_{k''}|\psi_{k'}\rangle$$

$$= \sum_{k'\in \mathrm{d}\Omega}\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\langle\psi_{k'}|U|\psi_k\rangle\langle\psi_k|U|\psi_{k'}\rangle$$

$$= \lim_{\Delta t\to 0}\frac{1}{\Delta t}\Big(\sum_{k'\in \mathrm{d}\Omega}\langle\psi_{k'}|U(t+\Delta t)|\psi_k\rangle\langle\psi_k|U(t+\Delta t)|\psi_{k'}\rangle - \sum_{k'\in \mathrm{d}\Omega}\langle\psi_{k'}|U(t)|\psi_k\rangle\langle\psi_k|U(t)|\psi_{k'}\rangle\Big)$$

按照埃伯哈德早期的定理，B 类演化与幺正演化 U_j 的加权平均数等价，

$$W = \lim_{\Delta t\to 0}\frac{1}{\Delta t}\times \Big[\sum_{k'}\Big(\sum_j w_j\langle\psi_{k'}|U_j(t+\Delta t)|\psi_k\rangle\langle\psi_k|U_j(t+\Delta t)|\psi_{k'}\rangle - \sum_j w_j\langle\psi_{k'}|U_j(t)|\psi_k\rangle\langle\psi_k|U_j(t)|\psi_{k'}\rangle\Big)\Big]$$

$$= \sum_j w_j \lim_{\Delta t\to 0}\frac{1}{\Delta t}\sum_{k'}\langle\psi_{k'}|U_j(t+\Delta t)|\psi_k\rangle\langle\psi_k|U_j(t+\Delta t)|\psi_{k'}\rangle - \langle\psi_{k'}|U_j(t)|\psi_k\rangle\langle\psi_k|U_j(t)|\psi_{k'}\rangle$$

$$= \sum w_j W_j。$$

但是

$$d\sigma \underset{df}{=} W/(\hbar k/\mu L^3),$$

其中 $\hbar k/\mu L^3$ 是一个粒子单位时间在与粒子束垂直的单位区域上入射的概率。故，

$$d\sigma = \frac{\mu L^3}{\hbar k}\sum w_j W_j = \sum w_j d\sigma_j。$$

因此方程 E(4.7)成立。

但是 E(4.8)又怎样呢？只有我们坚持埃伯哈德风格的隐变量理论，才能证明 E(4.8)是正确的。埃伯哈德显示，非幺正演化 B 总是能够被数学分解成幺正演化的平均值。B 类理论的隐变量版本假定这个数学分解对应于物理实在：散射确实是物理过程的混合，每个过程都由一个幺正算符 U_j 支配，它组成数学分解。在这种情况下，我们有各种不同的散射过程，每一个都具有自己的散射振幅 $f_k^j(\boldsymbol{k}')$ 和截面 σ_j，而且 E(4.8)是对散射振幅的实部和虚部的合理的约束。

但是 B 类理论这个物理上鲁棒的(physically robust)隐变量版本从我们的观点来看是合理的吗？不，它不是。因为它没解决触发我们的 B 类理论的准备难题。散射相互作用把光束准备在动量本征态：希望在一个时间出现在一个特定的立体角 $d\Omega$ 的粒子——那些非常相同的粒子——以后以完全相同的立体角行进，除非它们被干涉。因此我们寻找其末态是动量的本征态的物理过程。但是过程 U_j 的末态根本不像是那样的。

从埃伯哈德的分解证明(decomposition proof)来看，需要处理的系统的空间有多少维数，就有多少"隐"过程。在散射的例子中，需要态的一个"准连续统"。每个"隐过程"结果都成为一个散射类型的相互作用(scattering-type interaction)。第一个隐过程的末态正好是常规散射理论的标准出射球面波。这个常规态具有权 $1/n$，其中 n 是空间的维数。因此，其余的每个态也是如此。第二个过程的末态更像第一个，除非第二个动量本征态的振幅旋转 180°。同样，第三个过程将第三个动量本征态的振幅旋转 180°，第四个过程旋转第四个振幅，等等。平均而言，这些旋转的结果就是删除动量态之间的干涉，并产生一个最终的混合态，其统计学预言恰如动量态的混合态的统计学预言。但是事实上，当严格采用隐变量说明时，最终态几乎是球面波的混合态，而且正如我们所希望的，每一个实际上都是动量本征态的叠加态，而不是动量本征态的混合态。但是如果我们没有严格采用隐变量理论，

并给出分解成幺正过程的物理解释，方程 E(4.8)a 和 E(4.8)b 就没有任何依据，而且光学定理不是对 B 型演化的检验。

埃伯哈德不等式(Eberhard inequality) E. I. 以方程 E(4.8)a 和方程 E(4.8)b为基础，我认为它对于埃伯哈德风格的隐变量理论看似真实，但是对将每个入射粒子引入动量本征态的 B 类理论不成立。我们现在应该证实这个最后的主张。产生动量本征态的混合态的过程本身由过程的混合态组成，每一个过程都产生这一个或另一个动量本征态作为其最终的产物。(注意：这些过程中的每一个都是非幺正的，因为它缩短了矢量。我们也不能通过采用收缩的因素重新构建它为幺正演化，正如埃伯哈德所做的，幺正变换成动量本征态的权重可能发生，因为各种过程的“权重”不依赖于相互作用的本质而依赖于入射态的结构。)我们需要确信，E. I. 没有同等地把我的说明看作隐散射说明。但是这很容易。这里每个“权重”都为 1。每个相互作用完全朝一个单一的方向散射，而且它完全为发生在该方向上的所有散射负责。因此 $f_k^j(\boldsymbol{k}')=f_k(\boldsymbol{k}')\delta_{jk'}$，从而

$$\left(\sum w_j f_k^j(0)\right)^2=\left(\sum 1 f_k^j(0)\delta_{jk}\right)^2=|f_k(0)|^2$$
$$=\sum 1(f_k(0)\delta_{jk})^2=\sum w_j(f_k^j(0))^2。$$

因此，E. I. 并没有困扰将坍缩组合到不同动量本征态中以得到混合态 D' 的观点，尽管如埃伯哈德所展示的，它也没有困扰隐散射过程的分解。但是后一种观点不是我所倾向的观点，因为它不允许准备散射相互作用中的动量本征态。

注释

第0章

1. *The Encyclopaedic Dictionary of Physics*（Oxford：Pergamon Press，1964），p. 108.

2. P. L. Crawford and R. Jennings，*Phenomenology of Particles at High Energies*（London：Academic Press，1974）.

3. 1981 年 7 月的谈话。

4. C. W. F. Everitt and Ian Hacking，"Theory or Experiment：Which Comes First?" *American Scientist*，1983.

5. Pierre Duhem，*The Aim and Structure of Physical Theory*，trans. Philip P. Wiener（New York：Atheneum 1962）.

6. Bas van Fraassen，*The Scientific Image*（Oxford：Clarendon Press，1980）.

7. C. W. F. Everitt，*James Clerk Maxwell—Physicist and Natural Philosopher*（New York：Charles Scribner's Sons，1975）. 参见 Chapter 9。

8. James Cushing，"Models and Methodologies in Current Theoretical High Energy Physics"，*Synthese* 50（1982），p. 78.

9. 关于此论题的进一步讨论，参见 *Synthese* 1982 年 1 月号。

10. 1981 年 6 月的通信。

11. Jame Clerk Maxwell，"On Stresses in Rarified Gases Arising from Inequalities of Temperature"，*The Scientific Papers of James Clerk Maxwell* ed. W. D. Niven（New York：Dover Publishers，1965），p. 703.

12. 同上，p. 684。

13. Geoffrey Joseph 的优秀论文"The Many Sciences and the One World"，*Journal of Philosophy* 77(1980)，pp. 773 – 90，表述了同样的观点。

14. Jon Nordby and Nancy Cartwright，"How Approximation Takes Us Away from Theory and Towards the Truth"（Pacific Lutheran University and Stanford University：unpublished manuscript）.

15. Milton Van Dyke，*Perturbation Methods in Fluid Mechanics*（Stanford：Parabolic Press，1975），p. 1.

16. 同上，p. 1。

17. 同上，p. 2。

18. Jon Nordby，"Two Kinds of Approximation in the Application of Science"（Pacific

Lutheran University: unpublished manuscript).

19. 参见 Michael Scriven, "Causes Connections and Conditions in History" in William H. Dray (ed.) *Philosophical Analysis and History* (New York: Harper & Row, 1966)。

20. 参见 Alan Donagan, "Explanations in History" in P. Gardiner (ed.), *Theories of History* (Glencoe, Illinois: The Free Press, 1959)。

21. 参见 Wesley Salmon 的著作 *Scientific Explanation and the Causal Structure of the World* (Princeton: Princeton University Press, 1984)。

22. Ian Hacking, *Representing and Intervening* (Cambridge: Cambridge University Press, 1983).

第 1 章

1. Albert Einstein and Leopold Infeld, *The Evolution of Physics* (Cambridge: Cambridge University Press, 1971), p.9.

2. Bertrand Russell, "On the Notion of Cause", *Proceedings of the Aristotelian Society* 13 (1912 – 13), pp. 1 – 26.

3. 参见 Patrick Suppes, *A Probabilistic Theory of Causality* (Amsterdam: North-Holland Publishing Co., 1970)。

4. 参见 Wesley Salmon, "Statistical Explanation" in Salmon, Wesley (ed.), *Statistical Explanation and Statistical Relevance* (Pittsburgh: University of Pittsburgh Press, 1971)。

5. 参见 H. M. Blalock, Jr., *Causal Models in the Social Sciences* (Chicago: Aldine-Atherton, 1971)。

6. 完全表述为, "A 和 B 相关"将意味着 $\mathrm{Prob}(A/B) \neq \mathrm{Prob}(A)$。

7. E. H. Simpson, "The Interpretation of Interaction in Contingency Tables", *Journal of the Royal Statistical Society*, Ser. B. 13(1951), pp. 238 – 41.

8. 参见 Morris R. Cohen and Ernest Nagel, *An Introduction to Logic and Scientific Method* (New York: Harcourt, Brace and Co., 1934)。

9. 参见 Wesley Salmon, 前面所引书。

10. 参见 Rudolf Carnap, *The Continuum of Inductive Methods* (Chicago: University of Chicago Press, 1952)。

11. 参见 C. G. Hempel, *Aspects of Scientific Explanation* (New York: Free Press, 1965)。

12. 参见 Richard C. Jeffrey, "Statistical Explanation vs. Statistical Inference", in Wesley Salmon, 前面所引书。

13. 在 Salmon 近期的文章[参见"Theoretical Explanation" in S. Körner, *Explanation* (Oxford: Basil Blackwell, 1975)]中有明确的表述,但这已摆脱了"Statistical Explana-

tion"中 Salmon 的与因果说明相关的处理，否则就没有对排除"假"关联作为解释力的努力的说明。

14. 这个例子恰好类似于铀—钚反应情形。其中，我们在落叶剂和很大程度上只有 10% 有效的弱化之间随机选择。

15. 参见第 1.3 节。

16. H. P. Grice, "Some Aspects of Reason", the Immanuel Kant Lectures, Stanford University, 1977.

17. 参见 Allan Gibbard and William Harper, "Counterfactuals and Two Kinds of Expected Utility". Discussion Paper No. 194, Center for Mathematical Studies in Economics and Management Science Northwestern University, January 1976。

18. 参见 William Harper, Robert Stalnaker, and Glenn Pearce (eds), *University of Western Ontario Series in Philosophy of Science* (Dordrecht: D. Reidel Publishing Co., 1981)。

19. 我首次推导出这个公式是通过实验推理。我很高兴看到 David Lewis 指出，原始公式在数学上等价于文中这个简捷且更易理解的形式。

20. Roger Rosenkrantz 和 Persi Diaconis 首次向我指出，这里描述的概率特征被称为"辛普森悖论"，且涉及的例子由 Diaconis 提供。

21. 参见 Peter J. Bickel, Eugene A. Hammel and J. William O'Connell, "Sex Bias in Graduate Admissions: Data from Berkeley", in William B. Fairley and Frederick Mosteller, *Statistics and Public Policy* (Reading, Mass: Addison-Wesley, 1977)。

22. William Kruskal 讨论选择申请者问题所用的数据主要来自于注释 21 中 Bickel, Hammel, and O'Connell 的论文。

23. 参见 Harper 的文章，前面所引书。

24. 我从 David Lewis 那里学到了"休谟世界"。显然，它来源于 Frank Jackson 和其他的澳大利亚哲学家。

25. Brian Skyrms, *Causal Necessity* (New Haven: Yale University Press, 1980).

第 2 章

1. 参见 C. G. Hempel, "Scientific Explanation", in C. G. Hempel (ed.), *Aspects of Scientific Explanation* (New York: Free Press, 1965)。

2. 参见 C. G. Hempel, "Scientific Explanation", 同上。

3. 参见 Patrick Suppes, *A Probabilistic Theory of Causality* (Amsterdam: North-Holland Publishing Co., 1970)。

4. 参见 Wesley Salmon, "Statistical Explanation", in Wesley Salmon (ed.), *Statistical Explanation and Statistical Relevance* (Pittsburgh: University of Pittsburgh Press, 1971)。

5. 参见 Bengt Hanson, "Explanations—Of What?" (mimeograph, Stanford University, 1974)。

6. Miles V. Klein, *Optics* (New York: John Wiley and Sons, 1970), p. 21, 强调为引者所加,θ 是入射角。

7. 有个别作者,特别是 Suppes(注释 3)和 Salmon(注释 4),极力主张更多的精致统计事实的知识将满足因素能够在说明中使用的决定。正如我在本书第 1 章中所表明的,我不相信这种主张能够实现。

第 3 章

1. 参见 J. J. C. Smart, *Philosophy and Scientific Realism* (London: Routledge and Keegan Paul, 1963)。

2. R. McNeill Alexander, *The Chordates* (Cambridge: Cambridge University Press, 1975), p. 179.

3. Richard Feynman, *The Character of Physical Law* (Cambridge, Mass: MIT Press, 1967), p. 13.

4. 参见 Bas van Fraassen, *The Scientific Image* (Oxford: Clarendon Press, 1980)。

5. 参见 Hilary Putnam, *Meaning and the Moral Sciences* (London: Routledge and Kegan Paul, 1978)和"Models and Reality", *Journal of Symbolic Logic*, 1983。

6. Feynman, 前面所引书, p. 14。

7. 同上, p. 14。

8. 同上, p. 30。

9. John Stuart Mill, *A System of Logic* (New York: Harper and Brothers, 1893). 参见 Book Ⅲ, Chapter Ⅵ。

10. 同上, Bk. Ⅲ, Ch. Ⅵ。

11. David Hume, *A Treatise of Human Nature*, ed. L. A. Selby Bigge (Oxford: Clarendon Press, 1978), p. 311.

12. Lewis Creary, "Causal Explanation and the Reality of Natural Component Forces", *Pacific Philosophical Quarterly* 62 (1981), p. 153.

13. 同上, p. 153。

14. Kline 的近似法研究,见于 S. J. Kline, *Similitude and Approximation Theory* (New York: McGraw-Hill, 1969), p. 140。

15. C. A. Truesdell, *Rational Thermodynamics* (New York: McGraw-Hill, 1969), p. 140.

16. 同上, p. 140。

17. Albert Messiah, *Quantum Mechanics* (Amsterdam: North-Holland, 1961), p. 703.

18. 同上，p.552。

19. 同上，p.552。

20. Mill，前面所引书，p.267。

第4章

1. Bertrand Russell，"On the Notion of Cause"，*Mysticism and Logic*（London：Allen & Unwin，1917），p.194.

2. Rene Thom，*Structural Stability and Morphogenesis*，trans. C. H. Waddington（Reading，Mass.：W. A. Benjamin，1972），p.5.

3. William H. Louisell，*Quantum-Statistical Properties of Radiation*（New York：John Wiley & Sons，1973），p.285.

4. 同上，p.289。

5. 参见 G. S. Agarwal，*Quantum-Statistical Theories of Spontaneous Emission and their Relation to Other Approaches*（Berlin：Springer-Verlag，1974）。

6. H. Haken，"The Semiclassical and Quantum Theory of the Laser"，in S. M. Kay and A. Maitland（eds），*Quantum Optics*（London：Academic Press，1970），p.244.

7. M. Goldman，"The Radiometer Revisited"，*Physics Education* 13（1978），p.428.

8. 参见第0章注释21。

9. Jean Perrin，*Atoms*，trans. D. Ll. Hammick（New York：D. Van Nostrand Co.，1916），p.82.

10. G. H. Harman，"Inference to the Best Explanation"，*Philosophical Review* 74（1965），pp.88 –95.

第5章

1. Bas C. van Fraassen，*The Scientific Image*（Oxford：Clarendon Press，1980）.

2. 参见 Pierre Duhem，*The Aim and Structure of Physical Theory*，trans. Philip P. Wiener（New York：Atheneum，1962）。

3. Van Fraassen，前面所引书，p.12。

4. Pierre Duhem，*To Save the Phenomena*，trans. Edmund Doland and Chanenah Maschler（Chicago：University of Chicago Press，1969），p.82.

5. 1981年9月15日的通信。

6. 关于说明的演绎-律则模型，参见 C. G. Hempel，*Philosophy of Nature Science*（Englewood Cliffs，N.J.：Prentice-Hall，1966）。

7. Adolf Grünbaum，"Science and Ideology"，*The Scientific Monthly*（July 1954），pp.13 –19，强调为原文所有。

8. Pierre Duhem, *The Aim and Structure of Physical Theory*, 前面所引书, p. 7。

9. Larry Laudan, "A Confutation of Convergent Realism". *Philosophy of Science* 48 (March 1981), pp. 19 –49.

10. 同注释 5 所引通信。

11. 参见 Ian Hacking, "Experimentation and Scientific Realism", *Philosophical Topics* (1983)。

第 6 章

1. A. Grünbaum, "Science and Ideology", *The Scientific Monthly* (July 1954), p. 14, 强调为原文所有。

2. 参见 Wesley Salmon, "Statistical Explanation", in Wesley Salmon (ed.), *Statistical Explanation and Statistical Relevance* (Pittsburgh: University of Pittsburgh Press, 1971)。

3. 参见 R. C. Jeffrey, "Statistical Explanation vs. Statistical Inference", in Wesley Salmon, 前面所引书。

4. 这个例子来自于我与 Jon Nordby 合写的论文, "How Approximations Take Us Away from Theory and Towards the Truth" (unpublished manuscript: Stanford University and Pacific Lutheran University)。

5. N. Cartwright and J. Nordby, "How Approximations Take Us Away from Theory and Towards the Truth" (unpublished manuscript: Stanford University and Pacific Lutheran University).

6. 参见 Jon Nordby, "Two Kinds of Approximation in the Practice of Science" (unpublished manuscript: Pacific Lutheran University)。

7. 对此的一个极好讨论,参见 Hilary Putnam, "The 'Corroboration' of Theories", *Philosophical Papers*, Vol. 1 (Cambridge: Cambridge University Press, 1975)。

8. Bertrand Russell, "On the Notion of Cause with Application to the Problem of Free Will", in H. Feigl and M. Brodbeck (eds), *Readings in Philosophy of Science* (New York: Appleton-Century-Crofts, 1953), p. 392.

9. Eugen Merzbacher, *Quantum Mechanics* (New York: John Wiley & Sons, 1970), pp. 484 –5.

10. V. Weisskopf and E. Wigner, "Die Rechnung der natürlichen Linienbreite auf Grund der Diracschen Lichttheorie", *Zeitschrift für Physik* 63 (1930), pp. 54 –73.

11. William H. Louisell, *Quantum Statistical Properties of Radiation* (New York: John Wiley & Sons, 1973), p. 341.

12. 参见 Marvin L. Goldberger and Kenneth M. Watson, *Collision Theory* (New York: John Wiley & Sons, 1964), 第 8 章。

13. 参见 Rolf Winter, "Large-Time Exponential Decay and 'Hidden Variables'", *Physical Review* 126 (1962), pp. 1152 –3。

14. 参见 D. K. Butt and A. R. Wilson, "A Study of the Radioactive Decay Law", *Journal of Physics A: General Physics* 5 (1972), pp. 1248 –51。

15. Rolf Winter, 前面所引书,p. 1152。

16. A. Pais, "Radioactivity's Two Early Puzzles", *Reviews of Modern Physics* 49 (1977), p. 936.

17. Robert Mapleton, *The Theory of Charge Exchange* (New York: John Wiley & Sons, 1972), p. 1.

18. Hans Bethe, "The Electromagnetic Shift of Energy Levels", *Physics Review*, 72 (1947), p. 339, 强调为引者所加。

19. Willis E. Lamb, Jr., 1955 Nobel Prize Address, *Science* 123 (1956), p. 442.

20. G. S. Agarwal, *Quantum Statistical Theories of Spontaneous Emission and their Relation to Other Approaches* (Berlin: Springer-Verlag, 1974). 参见第 10 章和附录 A。

21 Agarwal, 前面所引书, p. 116。

第 7 章

1. Anthony Siegman, "Lasers" (Electrical Engineering 231), Stanford University, Autumn Term 1981 –2.

2. T. A. Armstrong and A. W. Smith, "Intensity Fluctuations in a GaAs Laser", *Physical Review Letters* 14 (1965), p. 68, 强调为引者所加。

3. Frederick Suppe, *The Sturcture of Scientific Theories* (Urbana: University of Illinois Press, 1977).

4. C. G. Hempel, in a paper at the conference "The Limits of Deductivity", University of Pittsburgh, Autumn 1979.

5. 例如,参见 Albert Messiah 被高度推崇的著作 *Quantum Mechanics* (Amsterdam: North-Holland, 1969)第 5 章"Development of the Formalism of Wave Mechanics and its Interpretation"中的形式化或 George W. Mackey 的著作 *Mathematical Foundations of Quantum Mechanics* (New York: W. A. Benjamin, 1963)中的形式公理化。

6. Messiah, 前面所引书。

7. Eugen Merzbacher, *Quantum Mechanics*, Second Edition (New York: John Wiley & Sons, 1970).

8 Messiah, 前面所引书, p. 419。

9. 同上, pp. 932 –3。

10. 同上, p. 412。

11. Thucydides, *The Peloponnesian War*, Vol. 1, trans. Charles Forster Smith (New York: G. P. Putnam's Sons, 1923), p. 39.

12. Merzbacher，前面所引书，p. 82，强调为引者所加。

13. 同上，p. 82。

第 8 章

1. T. S. Kuhn, "A Function for Measurement in the Physical Sciences", in T. S. Kuhn, *The Essential Tension* (Chicago: University of Chicago Press, 1977), p. 220.

2. W. H. Louisell, *Quantum Statistical Properties of Radiation* (New York: John Wiley & Sons, 1973), 第 9 章。

3. 同上，p. 469。

4. 同上，p. 470。

5. Anthony Siegman, "Lasers" (Electrical Engineering 231), Stanford University, Autumn term 1981 – 2.

6. J. Klauder and E. C. G. Sudarshan, *Quantum Optics* (New York: Benjamin, 1968), p. 234.

7. 同上，p. 226。

8. *The Oxford English Dictionary* (Oxford: Oxford University Press, 1933).

9. 例如,参见 T. K. Roberts and A. R. Miller, *Heat and Thermodynamics* (London: Blackie & Son, 1960)。

10. James Maxwell, "On Stresses in Rarified Gases arising from Inequalities of Temperature", *The Scientific Papers of James Clark Maxwell*, ed. W. D. Niven (New York: Dover Publications, 1965), pp. 691, 692.

11. Mary Hesse, *Models and Analogies in Science* (Notre Dame: University of Notre Dame Press ,1966).

12. Wilfrid Sellars, *Philosophical Perspectives* (Reseda, California: Ridgeview Press, 1977), Ch. VIV, "Scientific Realism or Irenic Instrumentalism".

13. Klauder and Sudarshan，前面所引书，pp. 234 – 5。

14. Michael Redhead, "Models in Physics", *British Journal for the Philosophy of Science* 31 (1980), pp. 145 – 63.

15. James Cushing, "Models and Methodologies in Current Theoretical High Energy Physics", *Synthese* 50 (1982), pp. 5 – 101.

16. Patrick Suppes, "Set Theoretic Structures in Science", mimeographed (Stanford: Stanford University Press, 1967).

17. Joseph Sneed, *The Logical Structure of Mathematical Physics* (Dordrecht: Reidel,

1971).

18. Bas van Fraassen, *The Scientific Image* (Oxford: Clarendon Press, 1980). 也可参见"On the Extension of Beth's Semantic Theories", *Philosophy of Science* 37 (1970), pp. 325 –39。

19. 同上。

20. Richard Feynman, *The Feynman Lecture on Physics*, vol. II (Reading, Mass: Addison-Wesley, 1964), p. 32. 1.

第9章

1. John von Neumann, *Mathematical Foundations of Quantum Mechanics* (Princeton: Princeton University Press, 1955). 德文第一版, 1932。

2. E. Wigner, "Remarks on the Mind-Body Question", item 98 in I . J. Good (ed.), *The Scientist Speculates* (London: Heinemann, 1961).

3. N. Cartwright, "Superpositon and Macroscopic Observation", in Patrick C. Suppes (ed.), *Logic and Probability in Quantum Mechanics* (Dordrecht: D. Reidel Publishing Co.), pp. 221 –34.

4. S. Kochen and E. P. Specker, "The Problem of Hidden Variables in Quantum Mechanics", *Journal of Mathematics and Mechanics* 17 (1967), pp. 59 –87.

5. J. S. Bell, "On the Problem of Hidden Variables in Quantum Mechanics", *Reviews of Modern Physics* 38 (1966), pp. 447 –52.

6. 参见"Superposition and Macroscopic Observation"中的讨论和那里给出的参考文献。

7. P. C. W. Davies, *The Physics of Time Asymmetry* (Berkeley and Los Angeles: University of Californian Press, 1974, 1977), 第6.1节。

8. A. Daneri, A. Loinger, and G. M. Prosperi, "Quantum Theroy of Measurement and Ergodicity Conditions", *Nuclear Physics* 33 (1962), pp. 297 –319; "Further Remarks on the Relation Between Statistical Mechanics and Quantum Theory of Measurement", *Il Nuovo Cimento* 44B (1966), pp. 119 –28.

9. J. Bub, "The Daneri-Loinger-Prosperi Quantum Theory of Measurement", *Il Nuovo Cimento* 57B (1968), pp. 503 –20.

10. H. Putnam, "A Philosopher Looks at Quantum Mechanics", in R. G. Colodny (ed.), *Beyond the Edge of Certainty* (Englewood Cliffs: Prentice-Hall, 1965).

11. E. Merzbacher, *Quantum Mechanics*, Second Edition (Englewood Cliffs: Prentice-Hall 1970), p. 36.

12. H. Putnam, "Is Logic Empirical?" in R. Cohen and M. Wartofsky (eds), *Boston*

Studies in the Philosophy of Science, 5 (Dordrecht: D. Reidel, 1968).

13. Michael R. Gardner, "Is Quantum Logic Really Logic?" *Philosophy of Science* 38 (1971), pp. 508 – 29.

14. P. Gibbins, in *Foundations of Physics* (1985).

15. M. Born, "Zur Quantenmechanik der Stossvorgange", *Zeitschrift fur Physik* 37 (1926), p. 863. 引文来自于 Martin Curd 在 1978 年春为匹兹堡大学科学史和科学哲学系的研讨班准备的英译文。

16. 同上, pp. 865 – 6。

17. 同上, p. 865, 强调为引者所加。

18. A. Stairs, "Quantum Logic and Interpretation", talk give at the Annual Meeting of the Society for Exact Philosophy, Tempe, Arizona, 26 February 1982 (unpublished).

19. H. Margenau, "Critical Points in Modern Physical Theory", *Philosophy of Science* 4 (1937), pp. 352 – 6; "Philosophical Problems Concerning the Meaning of Measurement in Physics", *Philosophy of Science* 25 (1958), pp. 23 ff.

20. N. Cartwright, "Measuring Position Probabilities", in P. Suppes (ed.), *Studies in the Foundations of Quantum Mechanics* (East Lansing: Philosophy of Science Association, 1980), pp. 109 – 18.

21. M. Sargent, M. Scully, and W. Lamb, *Laser Physics* (Reading: Addison Wesley, 1974), p. 31.

22. 图 9.5 来自于 E. Siegman 1983 年出版的 *An Introduction to Lasers and Masers*(第二版)中未发表的草图,其中图 2 – 16 在 p. 2 – 49。

23. 前面所引书脚注 20, p. 3。

24. W. H. Louisell, *Quantum Statistical Properties of Radiation* (New York: John Wiley & Sons, 1973), p. 459.

25. H. Haken, "The Semi-classical and Quantum Theory of the Laser", in S. M. Kay and A. Maitland (eds), *Quantum Optics* (London: Academic Press, 1970), p. 226.

26. D. Bohm, *Quantum Theory* (Englewood Cliffs: Prenctice-Hall, 1951).

27. E. Rutherford and F. Soddy, "The Cause and Nature of Radioactivity", *Philosophical Magazine* 4 (1902), p. 387.

28. 前面所引书, p. 371。

29. A. Einstein, "Strahlungs-Emission und-Absorbtion nach der Quanten-theorie", *Deutsche Physicalische Gesellschaft*, *Verhandlungen* 18 (1916), p. 321. Reference and translation provided by Brent Mundy, Stanford University.

30. N. Bohr, "On the Spectrum of Hydrogen", address before Physical Society Copenhagen, 1913, p. 11, quoted in H. A. Boorse and L. Motz (eds), *The World of the Atom*

(New York: Basic Books, 1966), p. 747.

31. P. H. Eberhard, "Should Unitarity Be Tested Experimentally?". *CERN Report* No. CERN 72 - 1 (1972, unpublished).

32. V. Shiva, "Are Quantum Mechanical Transition Probabilities Classical? A Critique of Cartwright's Interpretation of Quantum Theory", *Synthese* 44 (1980), pp. 501 - 8.

33. Davies, 前面所引书, 注释 7。

34. E. B. Davies, *Quantum Theory of Open Systems* (New York: Academic Press, 1976).

35. F. Leibowitz, 1981 年 12 月 29 日私人信件。

36. L. Laudan, "A Problem Solving Approach to Scientific Progress", in I. Hacking (ed.), *Scientific Revolutions* (Oxford: Oxford University Press, 1981) p. 146.

37. J. Butterfield, "Reply to N. Cartwright's 'How the Measurement Problem is an Artefact of Mathematics'", in R. Swinburne (ed.), *Space, Time, and Causality* (Dordrecht: D. Reidel, 1983).

38. 同上。

39. Merzbacher, 前面所引书,注释 11, p. 336 -7。

40. Eberhard, 前面所引书,注释 31, p. 1。

41. P. H. Eberhard, "Tests of Unitarity", in A. Zichichi (ed.), *Progress in Scientific Culture. The Interdisciplinary Journal of the Ettore Majorana Centre. Winter 1976* (Trapani, Italy: Tipografia "Cartograf", 1977).

42. P. Eberhard; R. D. Tripp; Y. Declais; J. Seguinot; P. Baillon; C. Bricman; M. Ferro-Luzzi; J. M. Perrau; and T. Ypsilantis, "A Test of the Optical Theorem", *Physics Letters* 53B, no. 1 (1974), p. 121.

43. Merzbacher, 前面所引书,注释 11, p. 501, 强调为原文所有。

44. 同上, p. 505。

45. 同上, 习题 19.5, p. 507。

46. Eberhard, 前面所引书,注释 30, p. 14。

47. 同上, p. 14。